ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK WIEN

SERIE A
METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND III, 5. (SCHLUSS-)HEFT
MIT 52 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 10. AUGUST 1951)

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1951

Arch. Met. Geoph. Biokl. A.

Serie A, Band III **Inhaltsverzeichnis** Heft 5

Seite

Israël, H., H. W. Kasemir und **K. Wienert.** Luftelektrische Tagesgänge und Massenaustausch im Hochgebirge der Alpen. (Mit 11 Textabbildungen) 357

Kumm, A. Über die Entstehung von elektrischen Ladungen bei Vorgängen in der kristallinen Eisphase. (Mit 5 Textabbildungen) 382

Bider, M. und **J. C. Thams.** Über die Gewitterwahrscheinlichkeit als Funktion des Dampfdruckes. (Mit 2 Textabbildungen) 402

Gassmann, F. Über mechanische Empfänger von Seismographen und Schwingungsmessern. (Mit 6 Textabbildungen) 408

Untersteiner, N. Seiches und Schelfschwingungen, untersucht an einem Alpensee. (Mit 17 Textabbildungen) 423

Dessauer, F., W. Graffunder und **J. Schaffhauser.** Über atmosphärische Pulsationen. (Mit 10 Textabbildungen) 453

Huber, A. Geoelektrische Tiefenmessungen in Tälern. (Mit 1 Textabbildung) 464

Godske, C. L. Vilhelm Bjerknes † 470

Buchbesprechungen 472

Appleton, E. Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. (F. Steinhauser). — Meteoros. Revista de Meteorologia y Geofisica del Servicio Meteorologico Nacional (W. Mörikofer). — Donn, W. L. Meteorology with Marine Application (F. Steinhauser). — Schüepp, M. Wolken, Wind und Wetter (W. Mörikofer). — Reineke, Ingrid. Untersuchungen über die Abweichungen vom Gradientwind in der oberen Troposphäre (F. Steinhauser). — Survey of Data and Theoretical Analysis of the Upper Atmosphere (F. Steinhauser). — Stranz, D. Die D-Schicht (F. Steinhauser). — Famselau, G. Ergebnisse der Beobachtungen am Adolf-Schmidt-Observatorium für Erdmagnetismus in Niemegk in den Jahren 1939 bis 1944 (F. Steinhauser) — Mises, R. von. Wahrscheinlichkeit, Statistik und Wahrheit (F. Steinhauser). — Peters, J. Sechsstellige Werte der Kreis- und Evolventen-Funktionen (F. Steinhauser). — Palm, A. Registrierinstrumente (H. Wierzejewski). — Webster's Geographical Dictionary (V. Conrad)

Das

„Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie"

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

Serie A Meteorologie und Geophysik: Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie: Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung.

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 25—30 Bogen vereinigt.

Das Archiv soll wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse veröffentlichen. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben werden, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich werden auch kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hinweisen.

Fortsetzung auf der III. Umschlagseite

551.594.1 (494)

(Luftelektrische Forschungsstelle des Observatoriums Friedrichshafen in Buchau a. F.; Landeswetterdienst Württemberg-Hohenzollern.)

Luftelektrische Tagesgänge und Massenaustausch im Hochgebirge der Alpen.

Die luftelektrischen Verhältnisse am Jungfraujoch (3472 m) I.

Von

H. Israël, H. W. Kasemir und **K. Wienert.**

Mit 11 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Es wird über die Ergebnisse luftelektrischer Untersuchungen auf dem Jungfraujoch (Schweiz) und ihre Deutung berichtet. Während zweier Meßperioden von je mehrwöchiger Dauer wurden das luftelektrische Potentialgefälle und der vertikale Leitungsstrom registriert; bearbeitet sind zunächst die Tagesgänge an klaren Tagen mit Hochdruckwetter. Die Tagesvariationen der drei luftelektrischen Elemente: Potentialgefälle, Vertikalstrom und Leitfähigkeit zeigen, daß auf dem Jungfraujoch im Sommer und im Herbst zwei ganz verschiedene Typen des luftelektrischen Verhaltens zu erkennen sind: Im Sommer herrscht auch an dieser Höhenstation der von den Tieflandstationen bekannte Typ vor, bei dem das Potentialgefälle angenähert invers zur Leitfähigkeit und zum Vertikalstrom verläuft. Im Herbst dagegen verlaufen Potentialgefälle und Vertikalstrom im wesentlichen gleichsinnig bei gegensinniger, aber schwächer ausgeprägter Tagesvariation der Leitfähigkeit. Im Sommer herrscht also auch in Jungfrauhöhe in den Alpen der *kontinentale Typ*, während sich im Herbst die Verhältnisse dem *ozeanischen Typ* annähern. Eine genauere Analyse ergibt, daß im Sommer die Tagesvariation des *Säulenwiderstandes* (columnar resistance) über dem Jungfraujoch in enger Korrelation zum örtlichen Widerstand der Luft an der Meßstelle (Reziprokwert der Leitfähigkeit) steht, während dies im Herbst nicht mehr der Fall ist.

Zur Deutung dieser Feststellungen ist folgendes anzunehmen: Im Hochsommer wirkt die Tagesschwankung des vertikalen Massenaustausches aerosolverändernd bis in die Höhe des Alpenkammes, erkennbar daran, daß die Steuerung der luftelektrischen Tagesvariationen im wesentlichen von den unteren Schichten her erfolgt. Im Herbst dagegen ist dieser Einfluß in Kammhöhe der Alpen nahezu geschwunden; die Austauschvariation dringt nicht mehr bis in diese Höhen vor. Die verbleibenden Variationen der Leit-

fähigkeit deuten auf advektiven Luftaustausch hin. Das Verhalten des Dampfdruckes auf dem Jungfraujoch im Sommer und Herbst stützt diese Deutung.

Summary. The present paper gives an account of researches on atmospheric electricity carried out at Jungfraujoch (Switzerland). During two periods of several weeks each the potential gradient and the vertical air-earth current have been recorded. In the first place the diurnal variations on fine days at high pressure weather situation are elaborated. The daily variations of the three elements: potential gradient, vertical current, and conductivity, show that in summer and autumn two different types of the conditions of atmospheric electricity can be discerned: In summer the well-known type of the lowland stations is predominating also at this high altitude station, the type where the potential gradient is very nearly inverse to conductivity and vertical current. In autumn on the contrary the potential gradient and the vertical current are essentially parallel since the conductivity shows a slight diurnal variation in contrary sense. Thus, in summer prevails at the altitude of Jungfraujoch in the Alps the *continental type*, whilst in autumn the conditions approach to the *oceanic type*. It results from a rigorous analysis that in summer the diurnal variation of the *columnar resistance* on Jungfraujoch is in close correlation to the local air resistance (the reciprocal figure of conductivity) at the measuring point, whereas in autumn this is no longer the case.

To explain these results we must assume as follows: In midsummer the diurnal variation of vertical mass exchange produces alterations of the aerosol up to the altitude of the crest of the Alps, which is perceptible from the fact that diurnal variations of atmospheric electricity start essentially from the lower layers. In autumn this influence has almost disappeared in the summit altitude of the Alps, as the daily variation of exchange does not advance to this altitude. The remaining variations of the conductivity point at an advective exchange of air. The behaviour of vapour pressure in summer and autumn at Jungfraujoch gives support to this interpretation.

Résumé. L'article traite des résultats de recherches d'électricité atmosphérique au Jungfraujoch (Suisse) et de leur interprétation. Deux périodes de mesures de plusieurs semaines chacune ont été consacrées à l'enregistrement du gradient de potentiel et du courant vertical. On décrit tout d'abord la variation diurne lors des jours sereins de temps anticyclonique. On distingue au Jungfraujoch en été et en automne respectivement deux types très différents de la marche diurne du gradient de potentiel, du courant vertical et de la conductibilité. En été le type bien connu des stations de plaine pour lequel le gradient de potentiel varie à peu près inversement à la conductibilité et au courant vertical s'observe aussi au Jungfraujoch. Par contre en automne le gradient de potentiel et le courant vertical varient en général dans le même sens, tandis que la conductibilité varie, elle, en sens contraire, bien que faiblement. Il y a donc à l'altitude du Jungfraujoch en été le «*type continental*», alors qu'en automne les conditions se rapprochent du «*type océanique*». Une analyse plus détaillée montre qu'en été la variation diurne de la «*résistance tubulaire*» (columnar resistance) au-dessus du Jungfraujoch est en liaison étroite avec la résistance locale de l'air au point de mesure (inverse de la conductibilité), tandis qu'en automne ce n'est plus le cas.

Pour interpréter ces résultats il faut admettre ce qui suit: En été la variation diurne de l'échange vertical turbulent modifie les aérosols jusqu'au

niveau de la crête alpine, ce que l'on reconnaît au fait que les variations diurnes des phénomènes d'électricité atmosphérique sont largement conditionnés par les couches basses. En automne par contre cet effet a disparu sur les Alpes, car la variation de l'échange turbulent n'a plus d'influence à ce niveau. La variation de la conductibilité qui subsiste suggère un échange d'air par advection. L'allure de la pression de vapeur d'eau au Jungfraujoch en été et en automne confirme cette hypothèse.

I. Problemstellung.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit des einen von uns [*1*] ist dargestellt, wie sich die luftelektrische Anschauungs- und Arbeitsweise im letzten Jahrzehnt gewandelt hat: An Stelle einer während langer Zeit herrschenden isolationistischen Auffassung von diesen Dingen, die in den meteorologischen Einflüssen auf die luftelektrischen Erscheinungen nur Trübungen ihres vom Wettergeschehen möglichst zu abstrahierenden Gesamtbildes sah, ist mehr und mehr die Erkenntnis getreten, daß beide Erscheinungsgebiete — die Luftelektrizität und die Meteorologie — eng miteinander verzahnt sind und daß deshalb die atmosphärisch-elektrischen Erscheinungen in Abstraktion von den meteorologischen nicht verstanden werden können. — Damit werden die bekannten Verbindungen der Luftelektrizität zu anderen (geophysikalischen und kosmischen) Vorgängen nicht minder bewertet. Vielmehr führt gerade das Zusammentreffen dieser verschiedenartigsten Einflüsse zu dem vielgestaltigen Bild der Luftelektrizität, das wir kennen.

In großen Zügen bietet sich hier etwa folgendes Bild:

1. Die Wurzeln der atmosphärisch-elektrischen Erscheinungen überhaupt sind im Welt-Gewittergeschehen oder — wie man vielleicht noch allgemeiner sagen kann — in den atmosphärischen Kondensationsvorgängen und ihren elektrischen Tönungen zu suchen [*1*, *2*, *3*].

2. Die Höhenabnahme der luftelektrischen Feldstärke ist aufs engste mit der durch die kosmische Ultrastrahlung hervorgerufenen Leitfähigkeitszunahme mit der Höhe verknüpft [*4*]. Der noch umstrittene Einfluß des Polarlichtes auf Feld und Vertikalstrom [*5*, *6*] deutet ebenso wie die Korrelation zu Vorgängen in der Ionosphäre [*7*] und zu den Sonnenflecken [*8*] auf kosmisch-terrestrische Einwirkungen hin.

3. Der Tagesgang des luftelektrischen Feldes, der auf hoher See und in der Arktis bzw. der Antarktis nach Weltzeit verläuft, d. h. seine Extremwerte auf der ganzen Erde gleichzeitig durchläuft, ist über dem Festland tageszeit- (ortszeit-) gebunden, dürfte also ebenso wie die Tagesgänge der meteorologischen Elemente vom vertikalen Massenaustausch und seinen tageszeitlichen Variationen abhängen [*8*, *9*]. Dafür spricht auch die Luftmassenabhängigkeit dieser Gänge [*1*] sowie die Verschiedenheit der Mittelwerte und des Charakters der Tagesgänge (Ganztagsschwingung und Halbtagsschwingung) in Abhängigkeit vom Reinheitsgrad der Luft [*10*].

Die Aufgabe der luftelektrischen Forschung besteht nun darin, diese Zusammenhänge im einzelnen erkennen und in ihrem Zusammenwirken zu dem Komplexbild der luftelektrischen Erscheinungen verstehen zu lernen.

Es versteht sich von selbst, daß mit diesem Streben, die luftelektrisch-meteorologischen Korrelationen als besonders wichtig in den Vordergrund zu stellen, auch ein Beitrag zur meteorologisch-aerologischen Forschung erwartet werden darf, wie er vor 10 oder 15 Jahren undenkbar gewesen wäre.

Wie schon früher [*1*] dargestellt, beruht der Angelpunkt der ganzen Überlegungen im Unterschied im luftelektrischen Verhalten über Land und See: Da über Land die Tagesveränderlichkeit der meteorologischen Elemente beträchtlich, über See dagegen nur sehr gering ist, darf man annehmen, daß der vertikale Massenaustausch, der letzten Endes die Ursache dieser Variationen ist, über Land sehr erheblich, über See aber nur unwesentlich im Tagesverlauf schwankt. Da weiter dieser Austausch den Suspensionsgehalt der Luft und damit ihre Leitfähigkeit modifiziert, so kann der weltweit gleichartige Charakter des luftelektrischen Feldganges, der als die Primärerscheinung anzusehen ist, nur über See und in den Polargegenden zum Vorschein kommen, während er über dem Festland durch seine Abhängigkeit vom Austausch völlig überdeckt wird. Daß dieser *weltzeitliche Anteil* auch im Tagesgang am Festland versteckt enthalten ist, wie man nach dieser Auffassung erwarten muß, zeigt das in Abb. 1 dargestellte Ergebnis einer Untersuchung von N. A. Paramonoff [*11*]. Er faßt die Ergebnisse von 60 nichtpolaren Festlandstationen nach einzelnen geographischen Längenbereichen zusammen, verleiht diesen Einzelbereichen gleiches Gewicht und mittelt die nach Greenwichzeit gezeichneten Kurven. Da das Verfahren die ganze Erde umspannt, müssen sich dabei die ortszeitlich gebundenen Einflüsse herausheben. Das Ergebnis ist die oberste Kurve in Abb. 1. Die beiden anderen Kurven stellen zum Vergleich die bekannten Weltzeitkurven des Potentialgefälles in den Polargebieten und über den Ozeanen dar.

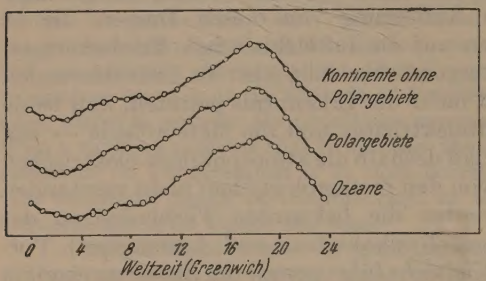

Abb. 1. Weltzeitkurven des luftelektrischen Potentialgefälles für nichtpolare Festlandstationen, Polargebiete und Ozeane in Relativdarstellung nach N. A. Paramonoff.

Diese Arbeitshypothese, daß der vertikale Massenaustausch in der Atmosphäre durch seine Veränderungen das Zustandekommen der ortszeitlich gebundenen luftelektrischen Variationen bedingt und damit den Schlüssel zur Deutung der meteorologisch-luftelektrischen Korrelationen überhaupt zu liefern vermag, weist zugleich den Weg zu ihrer näheren Untersuchung: Denn wenn man diesen Austauscheinfluß erfassen will, so muß man zunächst eine Abstraktion von ihm anstreben und das luftelektrische Verhalten an solchen Meßorten untersuchen, die seinem Einfluß weitgehend entzogen sind.

Ein Weg dazu ist die Erfassung der luftelektrischen Tagesgänge auf hoher See, wie die Ergebnisse der Carnegie-Fahrten gezeigt haben: Die direkte Auffindung der Weltzeitperiode des Potentialgefälles ist eben, wie schon gesagt, nur wegen fast völligen Fehlens zeitlicher Austauschschwankungen ausschließlich über den Weltmeeren möglich.

Eine andere Möglichkeit besteht darin, die luftelektrischen Verhältnisse in größeren Höhen zu untersuchen. Wie schon in einer früheren Arbeit des einen von uns [*12*] im einzelnen dargelegt ist, kann man im Elektrizitätshaushalt der Atmosphäre zwei Schichten verschiedenen Verhaltens unterscheiden: Eine „Bodenschicht", die örtlichen Austauscheinflüssen unterliegt, und eine vom Austausch unabhängige „Oberschicht". Als Grenzscheide zwischen diesen beiden Schichten wurde seinerzeit eine Höhe von etwa 2 km vermutet — eine Annahme, die allerdings, wie wir sehen werden, den Tatsachen nicht allgemein gerecht wird.

Diese Überlegungen führten zu dem Plan, luftelektrische Registrierungen auf möglichst hoch gelegenen Bergobservatorien einzurichten; denn es konnte erwartet werden, daß in Höhenlagen von 3000 und mehr Meter, wie sie in den europäischen Hochobservatorien zur Verfügung stehen, der leitfähigkeitsändernde Einfluß des Austausches praktisch schon verschwunden ist.

Im folgenden soll über die ersten Erfahrungen dieser Art berichtet werden, die im Sommer und Herbst 1950 auf dem Jungfraujoch (Schweiz) gewonnen wurden.

II. Arbeitsmethode.

Die Vorstellung, daß man in luftelektrischer Hinsicht eine „Unterschicht" und eine „Oberschicht" der Atmosphäre unterscheiden kann, bedarf bei genauerer Betrachtung einiger Ergänzungen:

Die Verhältnisse in einem einfachen Stromkreis lassen sich nur dann übersehen, wenn von den drei im Ohmschen Gesetz miteinander verknüpften Größen mindestens zwei bekannt sind. Auf unsere luftelektrischen Betrachtungen übertragen heißt das, daß die Messung bzw. Registrierung des *Potentialgefälles* allein für Aussagen über das Gesamtgeschehen nicht hinreicht; erst die Hinzunahme von mindestens einer der beiden anderen „Ohmschen Grundgrößen" — *Leitfähigkeit* oder *Vertikalstrom* — der Atmosphäre vermag nähere Aufschlüsse zu geben*.

Es ist daher nicht möglich, eine „Unter-" oder „Oberschicht" aus dem Verhalten des Potentialgefälles allein abzuleiten:

Der Widerstand W_H einer auf dem Boden aufsitzenden vertikalen Luftsäule von 1 cm² Querschnitt nimmt mit der Höhe zunächst rasch

* Daß sich aus den Carnegie-Messungen des Potentialgefälles über den Ozeanen die bekannten Aussagen über den weltweiten Charakter des luftelektrischen Kreisprozesses haben ableiten lassen, war nur dadurch möglich, daß über den Ozeanen eine der drei Ohmschen Grundgrößen, die *Leitfähigkeit*, praktisch konstant ist.

und dann immer langsamer zu (vgl. Abb. 2a). Das Potentialgefälle, das man an irgendeiner Stelle mißt, läßt sich, wie aus dem Ersatzschaltbild der Abb. 2b hervorgeht, auffassen als der Spannungsabfall E_w an einem Teilstück w des gesamten Säulenwiderstandes W:

$$E_w = w \cdot \frac{V}{W}, \tag{1}$$

wo V die zwischen Boden und Ausgleichsschicht in der Hochatmosphäre aufrecht erhaltene Gesamtpotentialdifferenz darstellt (näheres vgl. [*1*]).

V und W sind nicht direkt meßbar, wohl aber ihr Verhältnis V/W, das die Vertikalstromdichte i darstellt. Damit geht (1) in

$$E_w = w \cdot i \tag{2}$$

über, in der die drei der Messung direkt zugänglichen luftelektrischen Größen miteinander verknüpft sind. Näheres über die Analyse luftelektrischer Meßreihen auf Grund dieser Beziehungen siehe in [*2*]; Einzelheiten über stationäre und nicht stationäre Verhältnisse („Einschaltvorgänge") sind in einer kürzlich erschienenen Arbeit des einen von uns [*14*] behandelt.

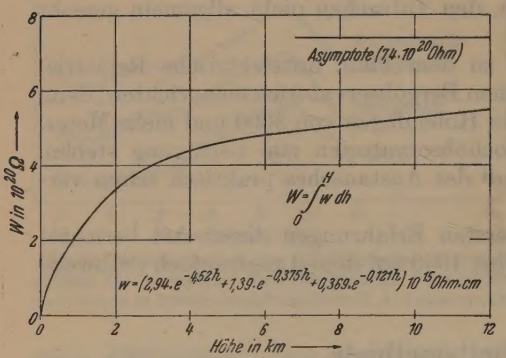

Abb. 2a. Widerstand einer auf dem Boden aufsitzenden Luftsäule von 1 cm² Querschnitt nach O. H. Gish [*13*].

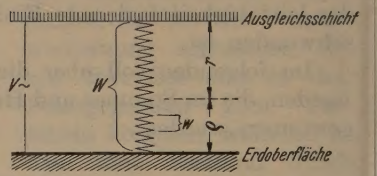

Abb. 2b. Ersatzschaltbild der Atmosphäre.

Nun wird W_H, das durch die Beziehung

$$W_H = \int_0^H \frac{dh}{(\lambda_h^+ + \lambda_h^-)} \tag{3}$$

$\left.\begin{matrix}\lambda_h^+ = \text{positive} \\ \lambda_h^- = \text{negative}\end{matrix}\right\}$ polare Leitfähigkeit in der Höhe h

gegeben ist, in den untersten Atmosphärenschichten durch den Austausch erheblich verändert. Da nach Abb. 2a der Gesamtwiderstand W einer vertikalen Luftsäule („columnar resistance") zur Hälfte auf die untersten zwei bis drei Höhenkilometer entfällt, so muß sich der bodennahe Austauscheinfluß in starkem Maße auf das luftelektrische Verhalten der ganzen Atmosphäre auswirken: E_w bzw. i werden also auch in größeren Höhen durch die Änderungen von w beeinflußt, also indirekt durch die bodennahe Austauschwirkung gesteuert. Mit anderen Worten, es kann in der freien Atmosphäre die „Oberschicht" *nicht* dadurch charakterisiert sein, daß in ihr der Weltzeitgang dominiert.

Anders sind die Verhältnisse auf Bergstationen: Liegen diese so hoch, daß sie über die Schichten hinausragen, in denen die Leitfähigkeit durch die Tagesvariation des Austausches verändert wird, so ist hier tageszeitliche Konstanz des über der Station liegenden Restes des Säulenwiderstandes und damit das Hervortreten der Weltzeitperiode zu erwarten*.

Wir müssen uns deshalb nach einem allgemeineren Kriterium für die Abgrenzung der „Unterschicht" gegen die „Oberschicht" umsehen und greifen dazu auf eine schon in einer früheren Arbeit [*15*] gegebene Formulierung zurück, die sich — unter der Voraussetzung stationärer Verhältnisse (vgl. [*14*]) — direkt aus Gl. (1) bzw. (2) ergibt:

Ändert sich das luftelektrische Potentialgefälle am Meßort ohne Vertikalstromänderung, so handelt es sich um lokal bedingte Erscheinungen; ändern sich dagegen beide Größen gleichartig, so liegt die Ursache dafür nicht am Meßort.

Wir werden also bei Höhenuntersuchungen der luftelektrischen Verhältnisse — gleichgültig, ob in der freien Atmosphäre oder auf Berggipfeln — zu untersuchen haben, ob Feld und Vertikalstrom sich gleichartig ändern oder nicht. Im Sinne unserer Vorstellungen über den vertikalen Massenaustausch und die Höhenerstreckung seiner Tagesvariationen dürfen wir dann erwarten, mit zunehmender Erhebung über dem Boden einen allmählichen Übergang zum Gleichlauf von Feld und Vertikalstrom zu finden und so unsere Schichtenabgrenzung vornehmen zu können.

Man mag vielleicht auf den ersten Blick einwenden, daß dieses Verfahren unnötig kompliziert erscheint und daß man mit der Messung der Leitfähigkeit, da diese ja nach Gl. (2) durch das Verhältnis von Vertikalstrom und Feld bestimmt wird, ebensoweit käme. Bezüglich der Abgrenzung von „Unterschicht" und „Oberschicht" mag das zutreffen; hier braucht man in der Tat nur die Höhe ausfindig zu machen, in der die Leitfähigkeit keinen Tagesgang mehr zeigt. Für die Kenntnis der luftelektrischen Vorgänge dagegen kann die Ermittlung der Materialkonstante der Leitfähigkeit allein ebensowenig genügen wie die bereits kritisierte Beschränkung auf das Potentialgefälle allein.

Es liegt in der Natur der Sache, daß es bei den Arbeiten dieser Art in erster Linie auf die Erfassung der *relativen Veränderlichkeit der luftelektrischen Elemente* ankommt. Das mittlere Absolutniveau von Feldstärke usw. am betreffenden Meßort interessiert hierbei erst in zweiter Linie. Dies bietet insofern einen großen Vorteil, als dadurch die meist angestrebte, bei Messungen auf exponierten Berggipfeln aber nur sehr schwer

* Dies setzt allerdings voraus, daß das betreffende Bergmassiv so ausgedehnt ist, daß keine Rückwirkung von den benachbarten, über der Ebene mit ihren Austauschwirkungen liegenden Partien der freien Atmosphäre erfolgt, daß mit anderen Worten die Feldlinien senkrecht stehen. Andernfalls ist die Annahme eines tageszeitlich konstanten Säulenwiderstandes nicht statthaft, denn die Feldlinien werden in diesem Falle eine im Laufe des Tages variable Abweichung vom Vertikalverlauf erfahren. Bei exponierten Berggipfeln dürfte dies im allgemeinen der Fall sein [*14*].

erreichbare „Reduktion auf die freie Ebene" hierfür nicht erforderlich ist. Der hiermit ausgesprochene Verzicht auf „Absolutwerte" mag ungewöhnlich erscheinen. Er ist aber nur die strenge Konsequenz aus der bekannten Erfahrung, daß eine solche „Reduktion auf ungestörte Verhältnisse" für den wahren luftelektrischen Zustand eines inhomogenen elektrischen Feldes in einer Ionenatmosphäre, vorerst keine wesentlichen Aufschlüsse bringt und, wie schon H. Benndorf vor langer Zeit betont hat [*16*], keine befriedigende Lösung erlaubt.

Wie schon angedeutet, beziehen sich alle obigen Überlegungen auf stationäre Verhältnisse. Deshalb sind bei der Betrachtung zeitlich variabler Vorgänge hier vorläufig nur solche in Betracht gezogen, die als Aneinanderreihung stationärer Einzelzustände aufgefaßt werden dürfen. Da die „Relaxationszeit" für das atmosphärisch-elektrische Geschehen in

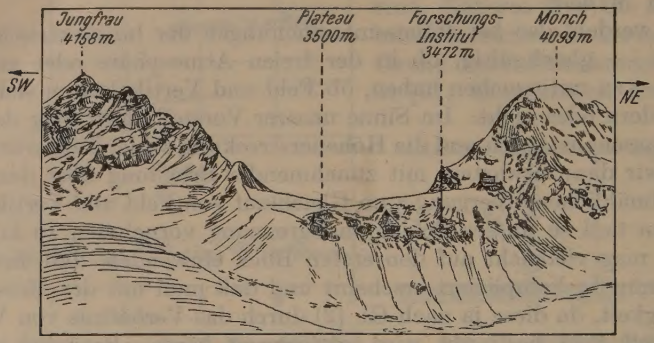

Abb. 3. Die Lage der Hochalpinen Forschungsstation Jungfraujoch (Blick von SE).

der Größenordnung von 15 bis 20 Minuten liegt, sind damit alle Schwankungsperioden einer entsprechenden und kürzeren Dauer als nichtstationär anzusehen und zunächst auszuschließen. Das Hauptgewicht wird deshalb bei unseren im weiteren dargestellten Untersuchungen auf die langsamen Schwankungen, also vor allem auf die Tagesvariationen gelegt.

Damit sind die Voraussetzungen und das Arbeitsziel unseres „*luftelektrischen Bergspitzenprogrammes*" in ihren wesentlichen Zügen dargestellt.

Als erster Meßplatz für längere Untersuchungen wurde nach kurzen Erprobungsfahrten zum Nebelhorn (2224 m) bei Oberstdorf (August 1949) und zur Zugspitze (2960 m, März 1950) das Jungfraujoch (3472 m) gewählt. Die Lage der Station am Hang des Sphinx-Gipfels, zwischen Jungfrau uud Mönch, ist aus Abb. 3 zu erkennen, die dem Blick von SE entspricht.

Zur Registrierung gelangten das luftelektrische Potentialgefälle und der Vertikalstrom. Als Meßanlage diente die in Buchau entwickelte und kürzlich von einem von uns im einzelnen beschriebene Apparatur zur gleichzeitigen Aufzeichnung von Feld und Vertikalstrom [*17*]. Sie fand

in der auf der Turmterrasse des Forschungsinstitutes stehenden Holzbaracke Aufstellung. Der radioaktive Kollektor (Poloniumpräparat üblicher Stärke) war an der SW-Wand, das Netz zur Aufnahme des Vertikalstromes an der zum Großen Aletschgletscher hin gerichteten SE-Wand des Holzaufbaues angebracht. Als Meßinstrument diente ein Fallbügel-Sechsfarbenschreiber der Firma Whico, Düsseldorf. Ein Meßkreis des Schreibers war mit einer auf dem Dach der Baracke aufgestellten Sperrschicht-Photozelle der Firma B. Lange, Berlin, verbunden; diese Aufzeichnung der „Ortshelligkeit" erwies sich als sehr zweckmäßig für die nachträgliche Kontrolle der Bewölkungs- und vor allem Nebelfreiheit des Meßortes. Die erforderlichen meteorologischen Daten (Temperatur, Feuchtigkeit, Sonnenscheindauer usw.) wurden mit den üblichen meteorologischen Geräten ermittelt.

III. Ergebnisse.

a) Untersuchungsdauer.

Bei den luftelektrischen Arbeiten auf dem Jungfraujoch war es leider aus äußeren Gründen nicht möglich, eine ununterbrochene Registrierreihe von einjähriger Dauer durchzuführen, wie es an sich wünschenswert gewesen wäre. Um trotzdem einen Überblick über die Veränderungen der luftelektrischen Tagesgänge von einer Jahreszeit zur anderen gewinnen zu können, wurde die zur Verfügung stehende Gesamtzeit in drei jeweils $1^1/_2$- bis 2monatige Meßperioden aufgespalten. Diese wurden zeitlich so verteilt, daß dabei die typischen Verhältnisse im Hochsommer, Hochwinter und in der Übergangszeit der Äquinoktien erfaßt werden konnten. Die erste Meßperiode umfaßte die Zeit von Ende Mai bis Ende Juli, die zweite die von Anfang Oktober bis Ende November 1950. Zur Erfassung der hochwinterlichen Verhältnisse endlich ist eine dritte Meßperiode während des Februar/März 1951 durchgeführt worden.

Wenn schon vor dem Abschluß des ganzen Meßvorhabens in einer ersten Mitteilung über einige Ergebnisse der ersten beiden Meßperioden berichtet wird, so hat dies seinen Grund darin, daß diese bezüglich der einleitend dargestellten Arbeitshypothese einige wichtige Ergebnisse zu liefern vermögen, die einer gesonderten Darstellung wert erscheinen.

b) Materialauswahl.

Die Fragestellung, um die es hier geht, macht eine strenge Materialauswahl notwendig. Es muß eine weitgehende Abstraktion von allen örtlich luftelektrisch wirksamen Einflüssen angestrebt werden, wenn die großräumige Austauschwirkung klar in Erscheinung treten soll. Insbesondere müssen deshalb alle bei Wolkeneinhüllung der Station anfallenden Registrierungen ausgeschieden werden, da den Wolken wahrscheinlich generell eine elektrische Generatorwirkung beigemessen werden kann [*18*].

Diese Bedingung engt bei hochalpiner Stationslage die Wahrscheinlichkeit, brauchbare Tagesreihen zu erhalten, stark ein. Man wird deshalb allgemein im Hochgebirge für solche luftelektrische Untersuchungen die

besten Erfolgsaussichten haben, wenn man von vornherein die Arbeiten auf stabile Hochdruckwetterlagen beschränkt. Dieser Umstand rechtfertigt nachträglich auch den bei unseren Arbeiten auf dem Jungfraujoch notwendig gewordenen Ersatz einer zusammenhängenden Jahresregistrierung durch ausgewählte Meßperioden, denn diese lieferten nahezu den gleichen Ergebnisumfang, wie ihn eine ununterbrochene Registrierung erbracht hätte.

Tabelle 1. *Stundenmittel des Potentialgefälles auf dem Jungfraujoch an ausgesuchten störungsfreien Tagen im Sommer 1950. Angaben in Volt (Kollektorspannung, unreduziert).*

Datum	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12
30. V.	85	83	70	70	65	60	65	73	65	60	73	83
5. VI.	138	115	130	150	133	145	158	168	158	120	118	135
29. VI.	160	150	150	153	148	150	148	145	153	145	160	145
30. VI.	113	98	100	93	95	113	140	163	175	168	213	198
4. VII.	143	125	88	68	75	55	93	110	88	115	123	98
7. VII.	125	160	120	118	110	125	148	168	140	155	188	200
8. VII.	173	190	170	155	153	165	158	150	153	153	125	120
9. VII.	115	105	90	95	98	115	120	115	115	123	113	105
16. VII.	158	170	150	130	128	115	123	120	118	108	100	103
17. VII.	148	153	133	130	120	138	138	160	145	130	148	150
18. VII.	113	150	125	220	203	145	138	128	118	108	120	123
19. VII.	150	158	143	123	120	128	125	125	120	138	133	123
21. VII.	123	138	143	135	123	110	110	128	140	125	125	125
25. VII.	145	135	133	125	108	93	78	80	93	98	110	108
30. VII.	63	50	45	65	95	98	85	113	128	125	135	155
Mittel:	130	132	119	122	118	117	122	130	127	111	132	131

Datum	12—13	13—14	14—15	15—16	16—17	17—18	18—19	19—20	20—21	21—22	22—23	23—24
30. V.	73	70	85	105	130	163	140	140	160	150	113	105
5. VI.	135	118	115	120	110	130	190	183	190	140	113	105
29. VI.	155	163	165	163	163	138	138	135	125	128	125	128
30. VI.	180	188	193	165	163	155	175	200	212	195	190	185
4. VII.	100	93	110	118	108	113	138	168	193	170	163	118
7. VII.	215	180	150	123	140	160	200	202	190	180	193	170
8. VII.	120	135	145	138	163	170	163	170	188	148	125	123
9. VII.	98	90	98	120	133	133	155	160	188	188	200	208
16. VII.	118	115	140	175	215	190	220	208	220	205	148	150
17. VII.	175	165	153	165	183	235	212	205	205	210	200	145
18. VII.	115	113	120	140	168	140	145	138	138	125	125	133
19. VII.	158	148	200	193	185	183	165	175	175	155	173	190
21. VII.	125	103	118	133	133	133	170	210	220	220	237	212
25. VII.	110	103	110	135	150	143	150	175	178	170	185	178
30. VII.	145	150	163	148	165	165	170	153	153	145	145	150
Mittel:	135	129	138	145	154	157	169	175	184	169	162	153

Wie Tabellen 1 bis 7 zeigen, waren die Monate Juli und Oktober 1950 auf dem Jungfraujoch in einer für unsere Absichten ganz besonderen Weise wetterbegünstigt: Während der ersten Meßperiode konnten 15 komplette und allen Anforderungen an örtliche Störungsfreiheit genügende Tagesreihen (elf davon auf den Monat Juli entfallend) gewonnen werden. Die Herbstperiode war nicht ganz so günstig: Sie erbrachte neun komplette

Tabelle 2. *Stundenmittel des luftelektrischen Vertikalstromes auf dem Jungfraujoch an ausgewählten störungsfreien Tagen im Sommer 1950. Angaben in 10^{-17} Amp/cm² des benützten Auffangnetzes (nicht reduziert).*

Datum	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12
30. V.	538	538	510	510	510	781	510	557	490	491	500	538
5. VI.	708	699	737	803	717	708	708	708	670	595	623	547
29. VI.	860	793	727	793	783	699	661	651	623	623	651	566
30. VI.	547	510	538	481	510	547	595	623	670	651	736	690
4. VII.	557	520	415	312	340	293	415	481	415	453	472	378
7. VII.	350	520	557	548	491	481	491	595	575	595	680	736
8. VII.	615	680	737	700	680	708	690	670	642	605	529	481
9. VII.	615	605	529	520	510	548	614	585	548	520	481	425
16. VII.	605	623	660	614	585	548	520	481	453	453	425	415
17. VII.	425	435	397	368	459	406	425	406	406	340	284	284
18. VII.	453	547	454	585	700	575	575	547	529	453	387	359
19. VII.	453	444	435	435	425	435	444	481	481	500	444	378
21. VII.	425	462	462	453	453	435	406	406	415	415	378	359
25. VII.	529	510	481	453	415	387	368	368	368	378	387	387
30. VII.	482	463	435	435	453	462	444	500	557	520	491	500
Mittel:	545	555	538	534	536	534	525	538	523	506	498	496

Datum	12—13	13—14	14—15	15—16	16—17	17—18	18—19	19—20	20—21	21—22	22—23	23—24
30. V.	491	453	453	462	510	614	548	435	519	614	520	490
5. VI.	500	472	463	510	500	557	623	605	642	575	490	453
29. VI.	529	520	472	453	444	406	425	453	490	566	585	623
30. VI.	727	680	623	529	538	491	491	642	745	755	736	755
4. VII.	359	340	368	425	406	368	463	595	698	632	605	472
7. VII.	690	472	350	284	236	264	481	481	415	254	368	547
8. VII.	453	472	453	435	472	481	529	510	557	642	642	632
9. VII.	378	350	350	359	387	387	387	415	490	557	585	660
16. VII.	415	406	435	378	321	293	396	425	444	462	472	462
17. VII.	293	312	331	350	330	349	221	378	378	368	415	481
18. VII.	359	368	378	387	415	396	425	453	462	472	472	481
19. VII.	387	368	368	340	293	274	246	245	292	330	378	472
21. VII.	340	302	284	264	274	284	321	321	359	284	208	259
25. VII.	397	378	359	378	350	330	378	453	510	566	632	660
30. VII.	500	500	463	406	350	415	462	472	481	481	406	406
Mittel:	455	426	410	398	388	394	426	459	499	505	502	524

Tagesreihen. Um das Ergebnismaterial dieser Periode an Umfang dem der Sommerperiode anzugleichen, wurden zu diesen neun Reihen noch zehn den Anforderungen genügende Teilstücke von Tagesreihen hinzugenommen. Die Ergebnisse entstammen fast ausschließlich dem Monat Oktober.

Tabelle 3. *Stundenmittel der (totalen) Leitfähigkeit der Atmosphäre auf dem Jungfraujoch an ausgesuchten störungsfreien Tagen im Sommer 1950, berechnet aus den Werten der Tabellen 1 und 2. Angaben in 10^{-4} el.-stat. Einh. (unreduzierte Wertangaben).*

Datum	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12
30. V.	57	59	65	65	71	72	71	69	68	74	62	59
5. VI.	47	55	51	48	49	42	41	38	38	45	47	37
29. VI.	48	48	44	47	48	42	41	41	37	38	37	35
30. VI.	43	47	48	47	48	44	38	35	34	35	31	31
4. VII.	35	37	43	42	41	48	40	39	43	35	35	35
7. VII.	25	29	42	42	40	35	30	32	37	35	33	33
8. VII.	32	32	39	40	40	39	39	40	38	36	38	36
9. VII.	48	52	53	49	47	43	46	46	43	38	39	36
16. VII.	31	34	39	43	41	43	38	36	35	38	38	36
17. VII.	26	26	27	25	27	26	28	25	25	23	17	17
18. VII.	36	33	33	24	31	36	38	38	40	38	29	27
19. VII.	27	25	28	32	32	31	32	35	36	33	30	28
21. VII.	31	30	29	30	33	35	33	29	27	30	27	26
25. VII.	33	34	33	33	35	38	43	42	36	35	32	32
30. VII.	69	84	87	60	43	43	47	40	39	38	33	29
Mittel:	38	42	44	42	42	41	40	39	38	38	38	33

Datum	12—13	13—14	14—15	15—16	16—17	17—18	18—19	19—20	20—21	21—22	22—23	23—24
30. V.	61	58	48	40	35	34	35	28	30	35	42	42
5. VI.	33	36	36	38	41	38	30	30	31	37	39	39
29. VI.	31	29	26	25	25	27	28	30	35	40	42	44
30. VI.	36	33	29	29	30	28	25	29	32	35	35	37
4. VII.	32	33	30	33	34	30	30	32	33	33	33	35
7. VII.	29	24	21	21	15	15	18	21	20	14	17	29
8. VII.	34	32	28	29	26	25	30	27	27	39	46	46
9. VII.	35	35	32	27	27	27	23	24	24	27	27	29
16. VII.	32	32	28	19	14	14	16	18	18	20	29	28
17. VII.	15	17	19	19	16	13	14	17	17	16	19	30
18. VII.	28	30	28	25	22	25	26	30	30	34	34	33
19. VII.	22	22	17	16	14	14	13	13	15	19	20	23
21. VII.	24	26	22	18	19	19	17	14	15	12	8	15
25. VII.	32	33	30	25	21	21	23	23	26	30	31	34
30. VII.	31	30	26	25	19	23	24	28	29	30	25	24
Mittel:	32	31	28	26	24	23	23	24	25	28	30	33

Tabelle 4. *Stundenmittel des Potentialgefälles auf dem Jungfraujoch an ausgesuchten störungsfreien Tagen im Herbst 1950, durch störungsfreie Teiltagesreihen ergänzt. Angaben in Volt (Kollektorspannung, unreduziert).*

Datum	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12
5. X.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
6. X.	73	65	80	80	90	98	95	85	85	80	75	70
7. X.	118	120	118	105	125	150	143	133	135	128	128	135
8. X.	108	100	93	95	95	105	110	118	118	110	103	115
12. X.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
13. X.	60	55	63	65	60	70	75	88	88	100	98	93
14. X.	65	63	60	55	55	65	80	—	—	—	—	60
15. X.	78	80	68	63	73	78	75	88	83	88	85	85
16. X.	75	78	75	90	75	65	68	80	78	78	95	85
17. X.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
19. X.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	113	103	98
20. X.	70	70	70	75	73	83	80	88	110	103	100	110
21. X.	133	118	108	103	100	100	90	90	85	80	78	90
22. X.	63	60	70	63	83	95	98	78	73	65	65	73
23. X.	75	73	78	68	63	68	68	78	90	93	78	75
24. X.	65	60	65	68	68	70	68	70	80	68	63	65
25. X.	—	—	—	—	—	—	—	60	65	63	53	60
31. X.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	88	93	103
1. XI.	138	123	128	73	73	70	108	100	98	110	108	108
Mittel:	86	82	83	77	80	86	89	89	91	91	88	89

Datum	12—13	13—14	14—15	15—16	16—17	17—18	18—19	19—20	20—21	21—22	22—23	23—24
5. X.	—	70	98	108	104	100	95	100	98	93	93	83
6. X.	75	110	125	142	182	193	148	128	138	138	138	125
7. X.	143	148	170	188	193	198	198	175	180	170	135	120
8. X.	120	135	123	120	133	145	105	83	125	143	—	—
12. X.	—	—	—	—	—	—	—	—	90	75	65	65
13. X.	98	135	95	105	120	135	140	143	123	98	90	83
14. X.	80	93	90	90	90	103	108	110	98	78	85	78
15. X.	90	95	83	88	95	98	105	125	113	98	83	75
16. X.	90	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
17. X.	105	113	118	163	173	195	165	160	185	—	—	—
19. X.	98	93	83	88	105	135	128	123	120	115	100	75
20. X.	135	148	160	168	175	185	200	195	188	178	170	158
21. X.	103	148	138	133	140	148	148	95	128	130	108	75
22. X.	98	118	120	140	125	115	113	110	105	93	83	78
23. X.	80	85	113	123	118	123	105	110	88	83	85	78
24. X.	73	78	78	78	113	93	95	103	—	—	—	—
25. X.	65	85	120	135	90	148	153	140	170	143	123	95
31. X.	115	145	155	170	148	140	148	163	135	128	150	125
1. XI.	125	125	125	135	145	148	138	133	125	118	100	83
Mittel:	101	113	117	128	132	142	135	129	131	118	107	93

Tabelle 5. *Stundenmittel des luftelektrischen Vertikalstromes auf dem Jungfraujoch an ausgesuchten störungsfreien Tagen im Herbst 1950, durch störungsfreie Teiltagesreihen ergänzt. Angaben in 10^{-17} Amp/cm² des benutzten Auffangnetzes (nicht reduziert).*

Datum	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12
5. X.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
6. X.	359	331	359	349	387	397	415	406	415	379	379	387
7. X.	576	557	529	500	529	614	642	632	614	557	510	491
8. X.	520	453	406	406	425	453	491	520	520	500	462	453
12. X.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
13. X.	359	312	312	331	331	321	331	397	397	406	406	378
14. X.	378	350	321	312	293	321	378	—	—	—	—	274
15. X.	293	302	274	274	302	331	340	378	368	378	359	368
16. X.	368	368	368	406	387	321	312	350	359	350	378	350
17. X.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
19. X.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	510	500	453
20. X.	387	378	368	378	387	406	397	406	453	444	406	387
21. X.	548	520	491	462	453	453	444	425	415	368	358	350
22. X.	359	330	340	330	359	397	406	387	359	321	302	302
23. X.	302	293	302	302	292	292	283	274	283	302	264	264
24. X.	302	293	302	302	312	321	321	340	340	330	293	283
25. X.	—	—	—	—	—	—	—	312	312	293	283	293
31. X.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	255	293	302
1. XI.	444	444	444	330	283	368	350	368	368	368	378	378
Mittel:	399	380	370	360	364	384	393	399	400	385	372	357

Datum	12—13	13—14	14—15	15—16	16—17	17—18	18—19	19—20	20—21	21—22	22—23	23—24
5. X.	—	302	359	415	453	462	453	472	462	425	444	406
6. X.	406	481	557	595	660	755	698	623	623	623	651	632
7. X.	491	481	519	566	642	670	680	680	736	736	700	605
8. X.	425	415	462	453	472	520	462	406	491	548	—	—
12. X.	—	—	—	—	—	—	—	—	435	406	359	359
13. X.	397	387	406	435	500	548	605	651	605	529	482	453
14. X.	302	302	293	312	312	340	387	455	425	350	321	233
15. X.	359	359	340	349	368	397	425	472	481	472	406	397
16. X.	368	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
17. X.	283	283	293	312	520	651	605	576	670	—	—	—
19. X.	387	425	387	396	453	566	632	613	613	595	556	472
20. X.	359	397	444	500	529	613	680	680	690	651	622	595
21. X.	387	435	481	538	566	614	614	538	557	566	520	425
22. X.	321	368	387	444	453	444	435	406	387	359	340	331
23. X.	255	264	340	406	406	425	415	397	368	321	330	321
24. X.	283	302	321	340	378	378	397	406	—	—	—	—
25. X.	302	330	415	510	444	500	556	576	642	623	597	444
31. X.	321	378	435	519	529	547	556	538	491	472	453	435
1. XI.	415	444	453	481	510	520	500	463	463	425	397	321
Mittel:	357	374	405	445	482	526	535	544	537	507	475	432

Tabelle 6. *Stundenmittel der (totalen) Leitfähigkeit der Atmosphäre auf dem Jungfraujoch an ausgesuchten störungsfreien Tagen im Herbst 1950, berechnet aus den Werten der Tabellen 4 und 5. Angaben in 10^{-4} el.-stat. Einh. (unreduzierte Wertangaben).*

Datum	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12
5. X.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
6. X.	45	46	40	39	39	37	39	43	44	45	47	50
7. X.	44	42	41	43	38	37	41	43	41	39	36	33
8. X.	44	41	39	38	40	39	40	40	40	41	41	36
12. X.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
13. X.	54	51	45	46	49	41	40	41	41	37	37	38
14. X.	52	50	48	51	48	41	43	—	—	—	—	41
15. X.	34	34	37	39	37	38	41	39	40	39	38	39
16. X.	44	43	44	41	47	45	42	39	42	41	36	37
17. X.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
19. X.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	41	44	42
20. X.	50	49	47	45	48	44	45	42	37	39	36	32
21. X.	35	40	41	41	41	41	44	42	44	41	41	35
22. X.	52	50	44	48	39	37	37	45	45	44	42	38
23. X.	36	36	35	40	42	39	38	32	28	29	31	32
24. X.	42	44	42	40	42	41	43	44	38	44	42	39
25. X.	—	—	—	—	—	—	—	47	43	42	48	44
31. X.	—	—	—	—	—	—	—	—	—	26	29	27
1. XI.	29	32	31	41	35	47	29	33	34	30	32	32
Mittel:	43	43	41	43	42	41	40	41	40	39	39	38

Datum	12—13	13—14	14—15	15—16	16—17	17—18	18—19	19—20	20—21	21—22	22—23	23—24
5. X.	—	39	33	35	38	42	41	43	43	42	43	44
6. X.	49	39	40	38	33	35	43	44	41	41	43	44
7. X.	31	30	28	27	30	31	31	35	37	39	47	45
8. X.	32	28	34	34	32	32	39	43	35	35	—	—
12. X.	—	—	—	—	—	—	—	—	44	49	50	50
13. X.	37	26	38	37	37	36	39	41	44	49	48	49
14. X.	34	30	30	31	31	30	32	35	39	40	34	34
15. X.	36	34	37	36	35	37	36	34	38	44	44	48
16. X.	37	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
17. X.	24	23	22	17	27	30	33	33	33	—	—	—
19. X.	36	42	42	41	39	38	45	45	46	47	50	56
20. X.	24	24	25	27	27	30	31	31	33	33	33	34
21. X.	34	27	32	26	36	37	37	41	39	39	44	51
22. X.	30	28	29	29	33	35	35	33	33	35	37	38
23. X.	29	28	27	30	31	31	36	33	34	35	35	37
24. X.	35	35	37	39	30	39	37	36	—	—	—	—
25. X.	42	35	31	34	44	31	33	37	34	39	40	43
31. X.	25	23	25	28	32	35	34	30	33	33	27	31
1. XI.	30	32	33	32	32	32	33	31	33	33	36	35
Mittel:	33	31	32	32	33	34	36	37	38	40	40	43

Tabelle 7. *Stundenmittel des Dampfdruckes auf dem Jungfraujoch während der beiden Meßperioden im Sommer und Herbst 1950, berechnet aus den Stundenmitteln der gleichen Tage bzw. Tagesteilstücke, an denen störungsfreie luftelektrische Registrierungen gewonnen wurden (vgl. Tabelle 1 bis 3 bzw. 4 bis 6).*

Zeit	0—1	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12
Somm.	2,47	2,53	2,65	2,58	2,58	2,65	2,72	2,80	2,89	2,94	3,23	3,51
Herbst	2,59	2,50	2,63	2,59	2,58	2,48	2,42	2,33	2,28	2,22	2,21	2,18

Zeit	12—13	13—14	14—15	15—16	16—17	17—18	18—19	19—20	20—21	21—22	22—23	23—24
Somm.	3,76	3,95	4,27	4,48	4,83	4,55	4,27	3,91	3,76	3,58	3,36	3,08
Herbst	2,28	2,31	2,55	2,68	2,70	2,64	2,58	2,49	2,45	2,60	2,55	2,61

c) Einzelresultate.

Die Abb. 4 und 5 geben als Beispiele Einzelregistrierungen wieder. Die dick ausgezogene Kurve gibt die Potentialdifferenz des radioaktiven Kollektors gegen Erde an; die dünn ausgezogene Kurve ist die Aufzeichnung des Vertikalstromes und die punktierte Kurve gibt die Re-

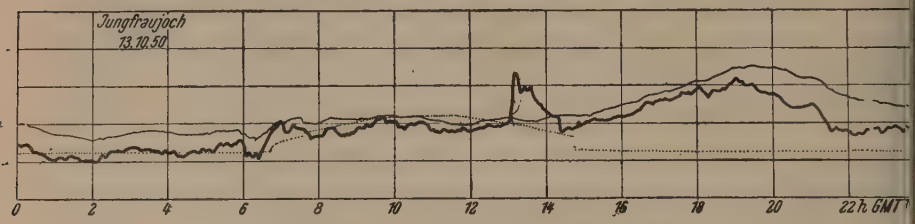

Abb. 4.

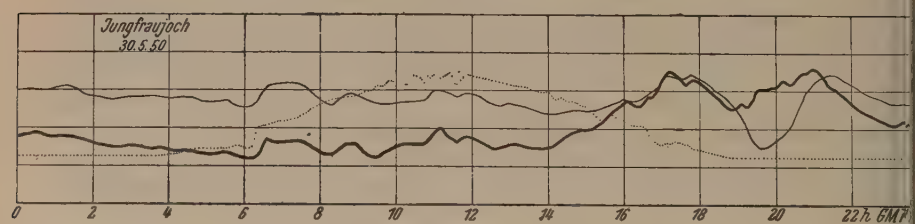

Abb. 5.

Abb. 4 und 5. Registrierstreifen mit Aufzeichnung von Potentialgefälle, Vertikalstrom und Ortshelligkeit auf dem Jungfraujoch. Dicke Kurve: Potentialgefälle. Dünne Kurve: Vertikalstrom. Punktierte Kurve: Ortshelligkeit. Oberes Diagramm: 30. Mai 1950. Unteres Diagramm: 13. Oktober 1950. Werte jeweils in Prozent der Tagesmittel.

gistrierung der Photozelle wieder. Die Sprünge in der punktierten Kurve am Vormittag und Nachmittag kommen daher, daß der Horizont nicht frei ist: Die Sonne wird sowohl nach ihrem Aufgang wie vor ihrem Untergang durch Berghänge abgeschirmt. Ein Bild des tatsächlichen Horizontverlaufes auf dem Jungfraujoch findet man in Abb. 5 der Arbeit von W. Mörikofer und U. Chorus [*19*].

In Tabellen 1 bis 6 sind die Stundenmittel der Potentialgefälle- und Vertikalstromregistrierungen und die aus ihnen berechneten Leitfähigkeitswerte durchwegs in unreduziertem, relativem Maß wiedergegeben.

Die Tabellen 1 und 4 geben als relatives Maß für die Feldstärke die aufgezeichneten unreduzierten Spannungswerte des radioaktiven Kollektors, der sich in etwa 80 cm Abstand von der SW-Wand der Beobachtungshütte, zirka 2 m über der dortigen kleinen Plattform, befand.

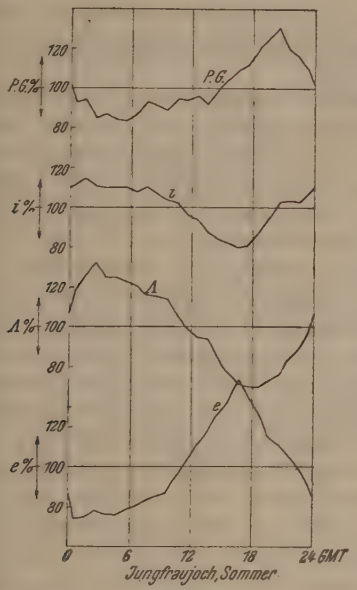

Abb. 6.

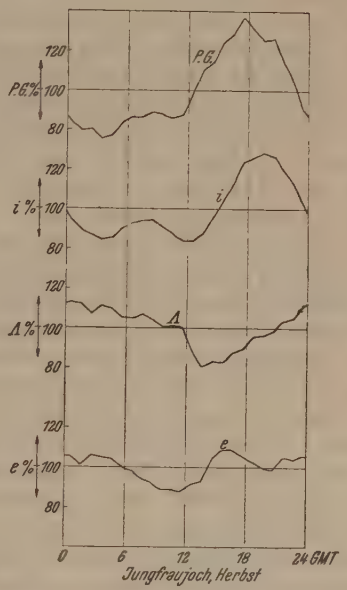

Abb. 7.

Abb. 6 und 7. Luftelektrische Verhältnisse am Jungfraujoch im Sommer und Herbst 1950. Oberste Kurve: Tagesgang des Potentialgradienten. 2. Kurve: Tagesgang der Vertikalstromdichte. 3. Kurve: Tagesgang der Leitfähigkeit. Unterste Kurve: Tagesgang des Dampfdruckes. Sämtliche Kurven sind in Prozenten des Mittelwertes gezeichnet. Links: Sommer 1950. Rechts: Herbst 1950.

Die Tabellen 2 und 5 enthalten die Werte des Vertikalstromes, der in das in zirka 30 cm Abstand von der SE-Wand der Hütte vertikal montierte feinmaschige Netz von 1 m² einmündete, in der Maßeinheit 10^{-17} Amp/cm².

Die Tabellen 3 und 6 endlich geben die Stundenwerte der Leitfähigkeit, die aus Feldstärke und Vertikalstrom berechnet sind. Auch sie sind natürlich in relativem Maß angegeben, jedoch zur besseren Vergleichbarkeit mit anderen Ergebnissen in elektrostatisches Maß umgerechnet und in 10^{-4} el.-stat. Einheiten angegeben.

In Tabelle 7 sind für die gleichen Meßzeiten wie in den vorherigen Tabellen die Dampfdruckwerte zusammengestellt. Sämtliche Zeitangaben beziehen sich auf Greenwich-Zeit.

In den Abb. 6 und 7 sind die Mittelwerte dieser Tabellen graphisch dargestellt.

Das Potentialgefälle zeigt im Sommer wie im Herbst praktisch nur die 24-Stunden-Schwingung mit niedrigstem Wert in den frühen Morgenstunden und höchstem Wert am Spätnachmittag, wie sie bisher von allen Höhenstationen bekannt ist.

Interessant ist das Verhalten des Vertikalstromes: Während dieser im Sommer mehr oder weniger spiegelbildlich zum Potentialgradienten verläuft, ist im Herbst ein weitgehend paralleler Gang zwischen beiden Elementen vorhanden. Dies deutet darauf hin, daß offenbar vom Sommer zum Herbst auf dem Jungfraujoch eine grundlegende Änderung des atmosphärisch-elektrischen Zustandes eintritt. Näheren Aufschluß darüber geben uns die beiden Leitfähigkeitskurven:

Die Leitfähigkeit zeigt im Sommer wie im Herbst auf dem Jungfraujoch einen ausgeprägten Tagesgang mit Höchstwerten in der Nacht und kleinsten Werten am Nachmittag. Dies ist ganz das gleiche Verhalten, wie man es von den Stationen des Tieflandes gewohnt ist. Die Amplitude der Schwingung allerdings nimmt vom Sommer zum Herbst sehr stark ab; sie geht von 60 auf etwa 30% des Mittelwertes zurück.

Dieses Verhalten der Leitfähigkeit ist das vielleicht interessanteste und gleichzeitig überraschendste Ergebnis der Jungfraujoch-Untersuchungen. Denn die Deutung, die sich sofort dafür aufdrängt, ist die, daß die Austauschwirkung offenbar auch in der Höhenlage des Jungfraujochs noch maßgeblich an der Gestaltung der luftelektrischen Verhältnisse beteiligt sein muß.

Dies ist aus folgendem Grund überraschend: Der vertikale Massenaustausch als solcher ist natürlich eine Erscheinung, die *nicht* auf die bodennahen Schichten der Atmosphäre beschränkt ist, sondern die ganze *Troposphäre* erfaßt und erst in der unteren Stratosphäre zum Verschwinden kommt. Aber wie einleitend dargestellt, ist das das *luftelektrische Verhalten modifizierende Element* dabei nicht der Austausch selbst, sondern seine tägliche Schwankung und die dadurch hervorgerufene Aerosolveränderung. Da diese durch den Vertikaltransport von Suspensionen geschieht, die den untersten Atmosphärenschichten entstammen, so muß man eben erwarten, daß man einen *luftelektrisch wirksamen Austauschrhythmus* nur bis zu einer gewissen Höhenlage findet. Denn diese Schwingung kann wegen ihrer begrenzten Schwingungsdauer nur bis in eine beschränkte Höhe vordringen.

Auf die Frage, wie hoch sich dieser Bereich erstreckt, in dem die durch Vertikaltransport von unten her bedingten Tagesvariationen fühlbar werden, vermag die Untersuchung von J. Reger [*20*] über den täglichen Dampfdruckgang in der freien Atmosphäre gewisse Aufschlüsse zu geben. Reger findet, daß in der freien Atmosphäre über Lindenberg, also über der norddeutschen Tiefebene, „der Einfluß des mittäglichen Austausches mit den Bodenschichten an heiteren Sommertagen bei höchstens 2500 m Höhe zu Ende zu sein scheint", während „der mittägliche Feuchtigkeitsstrom im Winter die Höhe von 500 m nicht erreicht". Danach sollte man erwarten, daß man in der Höhenlage des Jungfraujochs mit seinen 3500 m bereits über dieser Einflußsphäre liegt. Dies ist aber, wie unsere Ergebnisse zeigen, offenbar nicht der Fall.

Um dies noch deutlicher hervortreten zu lassen, sind in den jeweils untersten Kurven der Abb. 2 und 3 die täglichen Dampfdruckgänge eingetragen. Aus ihnen ersieht man, daß im Sommer ein sehr ausgeprägter Gang des Dampfdruckes auftritt, während er im Herbst schon fast verschwunden ist und im Winter wahrscheinlich ganz fehlen wird. Das bestätigt die Vermutung, daß wir im Sommer im Hochgebirge ein Durchgreifen der täglichen Konvektion bis über Jungfraujoch haben, während im Herbst diese Höhe nicht mehr erreicht wird.

d) Säulenwiderstand und Leitfähigkeit.

Aus den vorangehenden Resultaten wird das verschiedene Verhalten des Vertikalstromes auf dem Jungfraujoch im Sommer und Herbst verständlich: Im Sommer wird dieser offenbar entscheidend durch die Aerosoländerung gesteuert und wir finden ähnlichen Gang von Strom und Leitfähigkeit. Im Herbst dagegen tritt dieser Einfluß zurück und läßt dann den anderen luftelektrischen Mechanismus in Erscheinung treten, nach dem der Strom von der Potentialdifferenz zwischen der Erdoberfläche und der „luftelektrischen Ausgleichsschicht" in 60 bis 70 km Höhe [*4*] gesteuert wird; infolgedessen beobachten wir ähnlichen Gang von Strom und Potentialgradient.

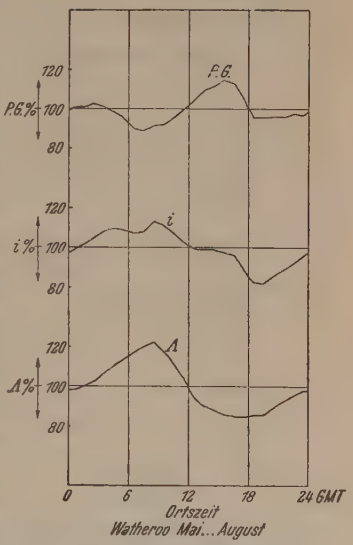

Abb. 8. Die luftelektrischen Verhältnisse in Watheroo (Westaustralien) in den Monaten Mai—August.

Wir finden also interessanterweise auf dem Jungfraujoch je nach der Jahreszeit zwei ganz verschiedene Typen des luftelektrischen Verhaltens, die wir in Analogie zu den in tiefen Lagen bekannten Verhältnissen etwa als den *kontinentalen* und den *ozeanischen Typ* bezeichnen können, wobei mit den Ausdrücken „kontinental" und „ozeanisch" im vorliegenden Fall nicht die geographische Lage, sondern der Einfluß des Untergrundes erfaßt werden soll.

Wir können uns das Zustandekommen dieser beiden Typen etwa folgendermaßen erklären:

Nach Gl. (1) und (2) sind Feldstärke E, Leitfähigkeit λ, Gesamtpotentialdifferenz V zwischen Boden und Ausgleichsschicht, atmosphärischer Gesamtwiderstand W und Vertikalstromdichte i verknüpft durch die Beziehungen

$$E \cdot \lambda = i,$$

$$E = w \cdot \frac{V}{W} \quad (w = 1/\lambda).$$

Variiert w sehr stark, so drückt dies der Variation von i seinen Stempel auf, wie z. B. in Abb. 8 zu erkennen ist, die die luftelektrischen Ver-

hältnisse während der Monate Mai bis August in Watheroo (Westaustralien) [*21*] darstellt (*kontinentaler Typ*).

Ist dagegen w nahezu konstant, so folgt paralleler Lauf von E und i, wie er sich bei den Carnegie-Messungen [*22*] auf den Weltmeeren zeigt (*ozeanischer Typ*, vgl. Abb. 9).

Je nach den örtlichen, geographischen und klimatischen Verhältnissen findet man an den verschiedenen Meßorten Mischtypen, die sich mehr an den einen oder anderen Fall annähern.

Noch besseren Einblick in diese Verhältnisse gewinnt man nach einem Vorschlag von G. R. Wait [*23*] durch Betrachtung des sogenannten „*Säulenwiderstandes*" (columnar resistance) und seiner Verknüpfung mit den Leitfähigkeitsveränderungen am Meßort. Wenden wir dieses Analysenverfahren auf die Jungfraujochergebnisse an, so ergibt sich folgendes:

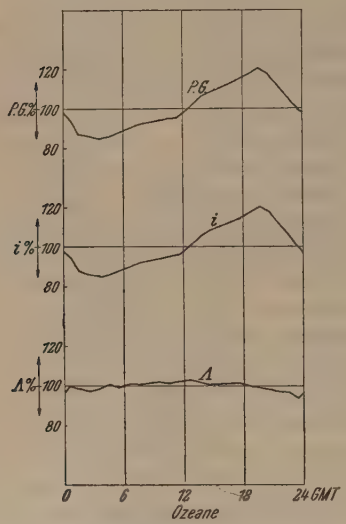

Abb. 9. Die luftelektrischen Verhältnisse über den Ozeanen.

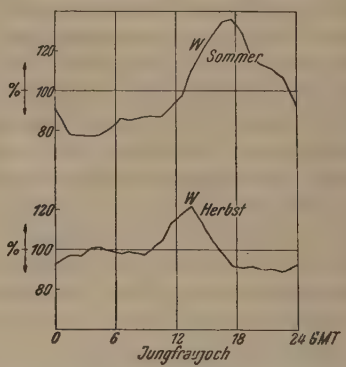

Abb. 10. Prozentuale Tagesgänge des Säulenwiderstandes über dem Jungfraujoch im Sommer und im Herbst.

Abb. 10 zeigt für die beiden Meßperioden den Gang des Säulenwiderstandes; man versteht darunter den Widerstand einer vertikalen Luftsäule von 1 cm² Querschnitt, die vom Meßort bis zur Ausgleichsschicht reicht. Die Ermittlung erfolgt in bekannter Weise durch Kombination der örtlichen Messungen mit den für die Ozeane ermittelten Werten durch die Bildung der Quotienten i_o/i_s (i_o bzw. i_s = Vertikalstromdichte über dem Ozean bzw. an der Station). Für die i_o-Werte wurden die von W. C. Parkinson und O. W. Torreson [*24*] angegebenen Mittelwerte zugrunde gelegt.

Der Tagesgang des Säulenwiderstandes zeigt im Sommer ausgesprochen spiegelbildlichen Verlauf zur Leitfähigkeit. In der Herbstperiode ist der gegensinnige Verlauf weniger stark ausgesprochen.

Der Säulenwiderstand setzt sich zusammen aus dem in der Oberschicht gelegenen tageszeitlich konstanten Stück und dem auf die Unter-

schicht entfallenden Teil, der sich invers zu der austauschbedingten Leitfähigkeitsschwankung ändert. Bezeichnet man den zeitlich konstanten Anteil mit r, den variablen Teil mit $\varrho = h \cdot w$, wo h die Höhe der Schichtgrenze zwischen Unter- und Oberschicht und w den in erster Näherung innerhalb der Unterschicht höhengleich angesetzten spezifischen Widerstand bedeutet ($w = 1/\lambda$), so gilt für den Gesamtwiderstand W

$$W = r + \varrho = r + h \cdot w. \quad (4)$$

Da nun

$$W/W_o = i_o/i \quad (5)$$

(Index $_o$ bedeutet den ozeanischen Wert) ist, so folgt die Beziehung

$$\frac{i_o}{i} = \frac{1}{W_o} \cdot (r + h \cdot w). \quad (6)$$

Dies ist die Gleichung einer Geraden mit w als unabhängiger und i_o/i als abhängiger Variabler.

Trägt man also i_o/i in Abhängigkeit von der reziproken Leitfähigkeit auf, so resultiert eine Gerade, die durch ihre Lage bestimmte Aussagen über die beiden Widerstandsanteile gestattet. In Abb. 11 ist dies für die beiden Meßperioden geschehen. Extrapoliert man die Geraden bis zum Schnitt mit der Ordinatenachse, so gibt die Größe des Ordinatenabschnittes ein Maß für den Anteil des zeitlich konstanten Beitrages zum Gesamtwiderstand. Man sieht aus der Gegenüberstellung der beiden Darstellungen, daß auf dem Jungfraujoch im Sommer die Bindung von W an die Leitfähigkeitsänderung am Boden sehr viel enger ist als im Herbst. Dies bestätigt somit unsere oben ausgesprochene Vermutung, daß im Sommer in der Hochgebirgslage des Jungfraujochs der Tagesgang von W größtenteils vom Austausch herrühren muß, während dies im Herbst nur noch in geringem Maße der Fall ist — sofern hier aus der starken Streuung der Punktwolke im unteren Teil der Abb. 11 überhaupt eine solche Schräglage der Kurve abgeleitet werden darf.

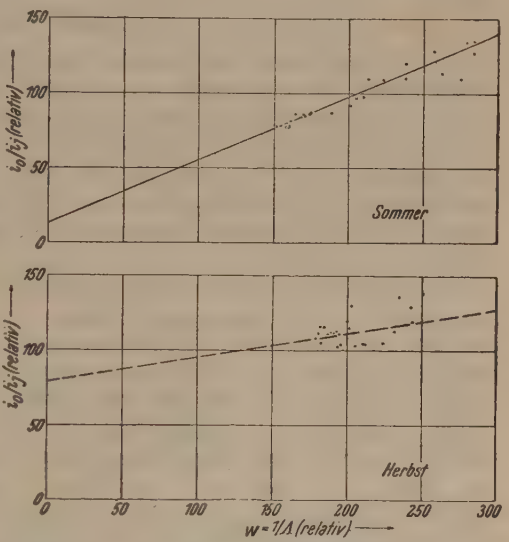

Abb. 11. Der Säulenwiderstand der Luft über dem Jungfraujoch in Abhängigkeit von der Leitfähigkeit an der Station für Sommer und Herbst (Darstellung im Relativmaß).

Man kann, wie G. R. Wait [*23*] ausführt, hieraus im Prinzip eine Höhenbestimmung der Unterschicht ableiten. Obwohl uns gerade dieser Punkt sehr interessieren würde, ist dies im vorliegenden Fall nicht möglich. Denn es handelt sich einmal bei den Einzelwerten nur um unreduzierte Relativwerte und zum andern setzt eine solche Betrachtungs-

weise und Aufspaltung des Säulenwiderstandes große ebene Flächen voraus, über denen ein senkrechter Verlauf der Feldlinien angenommen werden darf; sie kann deshalb in Strenge in einem orographisch derart verzerrten Feld, wie es im Hochgebirge herrscht, nicht angewandt werden. Wir müssen uns deshalb hier auf die qualitative Gegenüberstellung der beiden Meßperioden und die obigen qualitativen Aussagen beschränken.

e) Folgerungen.

Wir finden somit auch durch diese Betrachtung eine Bestätigung dafür, daß in den höchsten Lagen der Alpen an klaren sommerlichen Hochdrucktagen noch eine erhebliche Kommunikation mit der aus tiefen Lagen stammenden Luft stattfinden muß. Im Sinne unserer eingangs behandelten Anschauung von einer luftelektrisch zu definierenden Unter- und Oberschicht der Atmosphäre bedeutet dies, daß die Grenze zwischen diesen beiden Bereichen im Hochgebirge stark angehoben und verwischt wird.

Dieses Resultat kann nicht überraschen, denn die orographischen Verhältnisse des Hochgebirges müssen schon durch die tägliche Zirkulation des Berg- und Talwindes einen wirksameren und wesentlich höher hinaufreichenden Vertikaltransport von Luft aus tiefen Lagen zur Folge haben, als dies über der freien Ebene der Fall sein wird.

Dazu kommt noch etwas anderes. In gleicher Weise wie bei der Deutung des täglichen Dampfdruckganges in der freien Atmosphäre über der Ebene ein Mitwirken *advektiven* Luftaustausches angenommen werden muß [*20*], kann und wird diese advektiv bedingte Änderung der Lufteigenschaften bei der Gestaltung der luftelektrischen Verhältnisse im Hochgebirge eine zusätzliche und entscheidende Rolle spielen. Hierfür spricht z. B. das Ergebnis der Herbstperiode, in der noch eine erhebliche Variation des Säulenwiderstandes auftritt, ohne daß sie wie im Sommer eng an die Leitfähigkeitsschwankung am Meßort gebunden ist. Diese Widerstandsänderung wird offenbar nur noch zu einem geringen Teil vom Vertikalaustausch und seinen aerosolverändernden Schwankungen getragen, sondern im wesentlichen durch (eventuell advektiv bedingte) Variationen der Luftbeimengungen hervorgerufen.

Fassen wir zusammen, so läßt sich etwa folgendes Bild gewinnen: Die Ergebnisse der luftelektrischen Untersuchungen auf dem Jungfraujoch bestätigen im allgemeinen unsere Anschauungen und Erwartungen über die innigen Zusammenhänge zwischen den Tagesvariationen der luftelektrischen Elemente und denen des vertikalen Massenaustausches. Gleichzeitig geben sie ein sichtbares Abbild der besonders in Hochgebirgslagen äußerst verwickelten Zusammenhänge zwischen Austausch, orographisch bedingter Zirkulation (Berg- und Talwind) und der großräumigen Zirkulation über dem Gebirgsmassiv. Damit ist zumindest die Möglichkeit geschaffen, von der luftelektrischen Seite her das schwierige meteorologisch-aerologische Problem der Luftzirkulation und des Luftaustausches in horizontaler und vertikaler Richtung anzugehen.

Die mitgeteilten Ergebnisse sind erste stichprobenartige Vorstöße in dieser Richtung und können durch die in Erscheinung tretenden Zusammenhänge gewissermaßen die Grundlagen für ein Programm in dieser Richtung schaffen. In der eingangs erwähnten Arbeit des einen von uns [*1*] war am Schluß in Abb. 14 ein schematisches Ersatzschaltbild zum Verständnis der Austauschwirkung auf die luftelektrischen Elemente in verschiedener Höhenlage der Stationen gegeben. Danach ergab sich als besondere Notwendigkeit das *gleichzeitige Arbeiten in verschiedener Höhenlage. Im Anschluß daran und an die obigen Ergebnisse liegt die natürliche Fortsetzung dieser Art von Untersuchungen in ihrer Erweiterung auf mehrere an verschiedenen Punkten des Gebirgsmassivs und in verschiedener Höhenlage desselben gleichzeitig arbeitende Stationen**. Hand in Hand damit wird eine entsprechende Arbeit luftelektrisch-aerologischer Art in der freien Atmosphäre über weiten ebenen Gebieten gehen müssen. Denn eine solche läßt einmal das Austausch- und Advektionsgeschehen über orographisch einheitlicher Unterlage luftelektrisch in Erscheinung treten und dann in enger Verbindung mit der Arbeit auf den Bergstationen den speziellen Hochgebirgseinfluß auf die atmosphärische Zirkulation klar hervortreten.

Ohne daß wir über diese Zusammenhänge wesentliche Voraussagen machen wollen, steht wohl die Tatsache außer Zweifel, daß von dieser bewußt engen Kopplung von luftelektrischen und meteorologisch-aerologischen Untersuchungen eine weitere Annäherung an die Abklärung der inneren ursächlichen Zusammenhänge der atmosphärischen Zirkulation erhofft werden darf.

Die Durchführung dieser Untersuchungen war unter den schwierigen Nachkriegsverhältnissen nur durch die verständnisvolle Unterstützung zahlreicher schweizerischer und deutscher Stellen möglich. Unser besonderer Dank gilt den Herren Professor Dr. A. von Muralt, Bern, Professor Dr. J. Lugeon, Zürich, Dr. W. Mörikofer, Davos, der Schweizerischen Luftelektrischen Kommission, der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft sowie dem Kultusministerium und dem Finanzministerium von Württemberg-Hohenzollern.

Anhang.

In der vorliegenden Arbeit sind nur die im Zusammenhang mit dem atmosphärischen Massenaustausch stehenden Ergebnisse unserer luftelektrischen Untersuchungen auf dem Jungfraujoch behandelt. Alle übrigen Ergebnisse werden in einer zweiten Mitteilung nach Abschluß der für den Hochwinter geplanten dritten Meßperiode behandelt werden. Ebenso sind dieser die Vergleiche mit früheren luftelektrischen Hochgebirgsuntersuchungen vorbehalten. Hier soll nur noch kurz auf eine Besonderheit im oben mitgeteilten Zahlenmaterial hingewiesen werden.

* Ein erster Anfang dazu ist von unserer Seite inzwischen durch Errichtung einer Parallelstation auf dem Sonnblickgipfel (3106 m) in den Hohen Tauern gemacht worden. Über die Ergebnisse wird an anderer Stelle berichtet werden.

Die Zahlenwerte der Tabellen 1 bis 6 sind, wie schon gesagt, unreduzierte, unmittelbare Meßwerte (bzw. bei der Leitfähigkeit ihr Quotient). Da die Betrachtungen dieser Arbeit nur an die relativen Veränderlichkeiten geknüpft sind, war ein Eingehen auf die zahlenmäßige Absoluthöhe der einzelnen Elemente nicht erforderlich. Trotzdem wird dem Leser die ungewöhnliche Höhe der Vertikalstromwerte und der aus ihnen und den Potentialgradienten abgeleiteten Leitfähigkeiten auffallen.

Ohne auf diesen Punkt, dessen Einzeldiskussion ebenfalls der zweiten Veröffentlichung vorbehalten ist, näher einzugehen, soll hier doch noch darauf hingewiesen werden, daß diese auffallend hohen Vertikalstromwerte nach allen bisherigen Kontrollen als reell anzusprechen sind. Die benutzte Meßanlage, die eine Abwandlung der Wilsonschen Erdplattenmethode darstellt [*17*], ist bisher an mehreren Orten des Flachlandes und des Hochgebirges längere oder kürzere Zeit in Betrieb gewesen. Die an Flachlandstationen gefundenen mittleren Vertikalstromwerte ergaben das hinlänglich bekannte Niveau: In Buchau a. F. ergab sich etwa $2 \cdot 10^{-16}$, in Uppsala etwa $4 \cdot 10^{-16}$ und in Davos ein etwas erhöhter Wert von etwa $6 \cdot 10^{-16}$ Amp/cm². Demgegenüber ergab sich bei allen unseren bisherigen Hochgebirgsmeßstellen (Nebelhorn, Zugspitze, Jungfraujoch und Sonnblick) übereinstimmend das gleiche hohe Mittelniveau von etwa 30 bis $50 \cdot 10^{-16}$ Amp/cm².

Literaturverzeichnis.

1. Israël, H.: Zur Entwicklung der luftelektrischen Grundanschauungen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **3**, 1—16 (1950).
2. — und G. Lahmeyer: Studien über das atmosphärische Potentialgefälle, I: Das Auswahlprinzip der luftelektrisch „ungestörten Tage". Terr. Magn. **53**, 373—386 (1948).
3. — Das Gewitter. Ergebnisse und Probleme der modernen Gewitterforschung. Probleme der kosmischen Physik, Bd. XXV, Leipzig 1950.
4. — und H. W. Kasemir: In welcher Höhe geht der weltweite luftelektrische Ausgleich vor sich? Ann. Géophys. **5**, 313—324 (1949).
5. Scholz, J.: Polarlichtuntersuchungen auf Franz-Josephs-Land. Gerl. Beitr. Geophys. **44**, 145—156 (1935).
6. Israël, H.: Extraterrestrische Einflüsse auf das luftelektrische Feld. Wiss. Arb. d. Dtsch. Met. Dienst. i. franz. Bes.-Geb. **1**, 62—67 (1947).
7. — Die Unruhe des elektrischen Feldes (Beispiele für den Witterungseinfluß auf das Feldverhalten am Boden). Met. Zeitschr. **60**, 56—62 (1943). Vgl. auch [*6*].
8. Brown, J. G.: The local variation of the earth electric field. Terr. Magn. **40**, 413—424 (1935).
9. Israël, H.: Die Tagesvariation des elektrischen Widerstandes der Atmosphäre (Studien über das atmosphärische Potentialgefälle. II). Ann. Géophys. **5**, 196—210 (1949).
10. — Die halbtägige Welle des luftelektrischen Potentialgefälles. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **1**, 247—251 (1948).
11. Paramonoff, N. A.: Über die Weltzeitperiode des luftelektrischen Potentialgradienten (russisch). Dokl. Acad. Nauk. S. S. S. R. (Akad. d. Wissensch. d. UdSSR.) **70**, 37—38 (1950).
12. Israël, H.: Der Elektrizitätshaushalt der Erdatmosphäre. Naturwiss. **29**, 700 bis 706 (1941).
13. Gish, O. H.: Evaluation and interpretation of the columnar resistance of the atmosphere. Terr. Magn. **49**, 159—168 (1944).

14. Kasemir, H. W.: Studien über das atmosphärische Potentialgefälle, IV: Zur Strömungstheorie des luftelektrischen Feldes, I. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **3**, 84—97 (1950).
15. Israël, H.: Gedanken und Vorschläge zur luftelektrischen Arbeit. Wissensch. Abhandl. Reichsamt. f. Wetterd. **V**, Nr. 12, Berlin 1939, 26 S.
16. Benndorf, H.: Grundzüge einer Theorie des elektrischen Feldes der Erde. Wien. Ber. IIa, **136**, 175—194 (1927).
17. Kasemir, H. W.: An apparatus for simultaneous registrations of potential-gradient and air-earth current. Journ. Atm. Terr. Physics (1951, im Druck).
18. Frenkel, J.: A theory of the fundamental phenomena of atmospheric electricity. Journ. Physics **8**, 285—304 (1944).
19. Mörikofer, W. und U. Chorus: Meteorologische Untersuchungen auf dem Jungfraujoch während des Polarjahres 1932/33. Public. de la Station Centrale Suisse de Météorologie. Zürich, 1941.
20. Reger, J.: Der tägliche Gang der Feuchtigkeit über Lindenberg. Arb. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg. Wiss. Abh. **14**, 44—61 (1922).
21. Wait, G. R. and O. W. Torreson: Atmospheric-Electric Results from Watheroo/Western Australia, for the Period 1924—1934. Terr. Magn. **46**, 319—342 (1941).
22. Bauer, L. A. and W. F. G. Swann: Results of Atmospheric-Electric Observations made Aboard the Galilee (1907—1908), and the Carnegie (1909—1916). Publ. Carnegie Inst. Wash. **3**, Nr. 175, 361—422 (1917).
23. Wait, G. R.: Electrical Resistance of a vertical colum of air over Watheroo (Western Australia) and over Huancayo (Peru). Terr. Magn. **47**, 243—249 (1942).
24. Parkinson, C. C. and O. W. Torreson: The diurnal variation of the electric potential of the atmosphere over the Oceans. U. G. G. I., Compt. Rend. Assemblée Stockholm (Bull. Nr. 8) 340—345, Paris, 1931.

551.594

(Institut für theoretische Physik der Technischen Hochschule Karlsruhe.)

Über die Entstehung von elektrischen Ladungen bei Vorgängen in der kristallinen Eisphase*.

Von

A. Kumm.

Mit 5 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Hauptziel dieser Laboratoriumsarbeit ist die Untersuchung der elektrischen Ladungen, die bei der Ablösung kleiner Eiskriställchen aus Reifschichten auftreten. Daneben wird die Entstehung der Eissplitter mikroskopisch verfolgt sowie der Einfluß verschiedener Versuchsbedingungen auf den Vorgang studiert. Die Splitterladungen werden bis herab zu 10^{-15} Coul quantitativ durch Röhrenelektrometer, darunter bis zu $2{,}4 \cdot 10^{-16}$ Coul mehr qualitativ durch Ablenkung fallender Teilchen im transversalen elektrischen Feld gemessen. Große Ladungen, maximal $2{,}5 \cdot 10^{-14}$ Coul, sind selten. Die Häufigkeit wächst mit abnehmender Ladung des Einzelteilchens steil an und bleibt von $3{,}3 \cdot 10^{-16}$ Coul an abwärts konstant. Durchweg und im Gegensatz zu einer Angabe von W. Findeisen ist die Zahl der abbrechenden positiven Teilchen etwa siebenmal so groß als die der negativen. Für den Mittelwert der von einem Splitter getragenen Ladung jedes Vorzeichens finden sich etwa $7 \cdot 10^{-16}$ Coul. — Es wird ein Deutungsversuch der Elektrizitätsentstehung angegeben, der von der polaren Struktur des Eises ausgeht. — Für die Erklärung der Gewitterelektrizität dürfte der Reifabsplitterungsvorgang nicht ausreichen. Findeisens „Vergraupelungseffekt" konnte bisher nicht bestätigt werden.

Summary. Experiments have been carried out with the principal aim of investigating the electric charges of small ice-crystals being detached from hoar-frost layers. Breaking off of ice particles was studied microscopically under various experimental conditions. Down to 10^{-15} coul., charges of particles were measured quantitatively by valve electrometers, and smaller ones to $2.4 \cdot 10^{-16}$ coul. in a more qualitative way by the deviation of falling particles in the transversal electric field. Big charges, with a maximum value of $2.5 \cdot 10^{-14}$ coul., are rare. There is a strong increase of number of particles with decreasing charge of the single particle. Under $3.3 \cdot 10^{-16}$ coul.,

* D 90.

however, frequency of particles remains constant. Contrary to an indication of W. Findeisen, the number of positively charged particles is always seven times as great as that of the negative ones. The mean value of charge, positive or negative, carried by a single particle amounts to $7 \cdot 10^{-16}$ coul. Starting from the polar structure of ice, an attempt has been made to explain the origin of these electric charges. It seems, however, that thunderstorm electricity cannot be accounted for by the process of breaking off of hoarfrost particles. To date Findeisen's "granulation-effect" (Vergraupelungseffekt) could not be verified up to now.

Résumé. Le but principal de ce travail expérimental est l'étude des charges électriques apparaissant lorsque de petits cristaux de glace se détachent d'une couche de gelée blanche. On étudie en outre par voie microscopique la formation d'éclats de glace ainsi que l'influence de différentes conditions expérimentales sur le phénomène en question. On mesure exactement les charges d'éclats de glace jusqu'à 10^{-15} coul. à l'aide d'électromètre à amplificateurs électroniques et, avec moins de précision, des charges jusqu'à $2{,}4 \cdot 10^{-16}$ coul. par la déviation de particules tombant dans un champ électrique transversal. De fortes charges atteignant $2{,}5 \cdot 10^{-14}$ coul. sont rares. La fréquence d'apparition croît rapidement en raison inverse des charges de particules et reste constante à partir de $3{,}3 \cdot 10^{-16}$ coul. Contrairement à une indication de W. Findeisen, le nombre des particules chargées positivement qui se détachent est toujours sept fois plus grand que celui des particules négatives. La charge moyenne de chaque signe portée par un éclat est d'environ $7 \cdot 10^{-16}$ coul. On tente d'établir un schéma de la formation d'électricité provenant de la structure polarisée de la glace. Le processus par lequel la gelée blanche se réduit en éclats ne peut suffire à expliquer l'électricité des orages. L'effet dû à la formation du grésil (Vergraupelungseffekt) invoqué par Findeisen n'a pu jusqu'ici être confirmé.

I. Einleitung.

Zur Erklärung der Gewitterelektrizität zog W. Findeisen [*1*, *2*] die Elektrizitätserzeugung bei Wachstumsvorgängen von Eisteilchen heran. Durch Laboratoriumsversuche konnte er zeigen, daß beim Entstehen und Verschwinden von Reifschichten Aufladungserscheinungen auftreten, die darauf zurückzuführen sind, daß feinste Eisteilchen sich ablösen und dabei eine Trennung entgegengesetzter Elektrizitäten verursachen. Ferner soll bei der Entstehung von Graupeln eine starke Elektrizitätsbildung auftreten, indem auch hier offenbar irgendwelche Splitter sich ablösen, die allerdings nicht beobachtet werden konnten.

Da die Frage der atmosphärischen Elektrizitätserzeugung von größter Bedeutung ist und wohl auch weil die Untersuchungen Findeisens in mancher Hinsicht Zweifel bestehen lassen, greift die vorliegende Arbeit das Problem erneut auf und versucht vor allem, die Entstehung elektrischer Ladungen beim Vorgang des Absplitterns feiner Eiskriställchen aus Reifschichten einer eingehenden, physikalisch einwandfreien Prüfung zu unterziehen, während zu dem Vergraupelungseffekt nur einige qualitative Erfahrungen beigetragen werden.

II. Qualitative Orientierung über den Vorgang der Eisteilchenbildung.

Um einen Einblick in den Vorgang der Ablösung von Eisteilchen aus der Reifschicht zu erhalten, wurde zunächst die Reifbildung aus der Luftfeuchtigkeit auf der Oberfläche einer gekühlten Glasküvette mit Hilfe eines 120fach vergrößernden, horizontal liegenden Mikroskops unmittelbar verfolgt. Zuerst gefriert eine Feuchtigkeitshaut auf der Glasoberfläche zu netzartiger bzw. grießiger Struktur. Während diese im wesentlichen auch weiterhin erhalten bleibt, entwickeln sich aus ihr an einzelnen Stellen hexagonale Blättchen von etwa 0,007 mm Durchmesser, die den Ausgang für die weitere außerordentlich rasche Kristallentwicklung bilden. Mit großer Geschwindigkeit schießen größere Kriställchen von ihnen in den Raum hinaus und verzweigen sich dabei in mannigfacher Weise, so daß man zunächst den Eindruck von Grasbüscheln, bald von reich verästelten Bäumchen (Dendriten) erhält, die sich zu einem dichten Wald zusammenschließen. Im einzelnen erfolgt das Wachstum der Dendrite vorwiegend so, daß sich in der Gegend vorhandener Kristallkanten, die als „Keime" wirken, jeweils sehr plötzlich aus dem Dampf neue wohlausgebildete Kriställchen ansetzen, die wohl Einkristalle sein dürften. Es wird aber auch langsame Volumenzunahme vorhandener größerer Kriställchen beobachtet.

Ist die Reifschicht genügend ausgebildet, so läßt auch das Absplittern nicht mehr lange auf sich warten. Das äußerste Kriställchen eines Zweiges, manchmal auch zwei, drei oder vier Kriställchen, die noch zusammenhängen, brechen ab. Mechanische Erschütterungen haben auf den Vorgang kaum Einfluß. Man muß vielmehr annehmen, daß Sprünge in den Kriställchen auftreten, die von Temperaturänderungen herrühren.

Wenn gleichzeitig geeignete Temperaturverhältnisse und hinreichend Wasserdampf in der Umgebung zur Verfügung stehen, finden stets sowohl Kristallbildung wie auch Absplittern gleichzeitig statt. Es wurde aber nie beobachtet, daß sich von kompakten Eisschichten oder angefrorenen Wassertropfen Splitter ablösen. Eine Reihe von Kriställchen wurde ausgemessen, während diese noch mit den Dendriten verwachsen waren. Die größte Ausdehnung betrug durchschnittlich 0,021 mm. Sie kam als Länge hexagonaler Säulen oder als Durchmesser hexagonaler Blättchen vor. Gelegentlich traten auch Säulen (zum Teil mit einer oder zwei Pyramiden abschließend) von Längen bis zu 0,1 mm auf.

III. Quantitative Untersuchung des Absplitterungsvorganges und der auftretenden Teilchenladung.

Das Hauptziel der Arbeit ist die quantitative Erfassung der bei der Ablösung von Eiskriställchen auftretenden Ladungen. Hierzu wird der im vorigen qualitativ untersuchte Vorgang unter kontrollierbaren und variierbaren Bedingungen wiederholt und dabei zunächst untersucht, wie die Splitterentstehung im einzelnen von Temperatur- und

Feuchtigkeitseinflüssen abhängt. Gleichzeitig aber werden die fallenden Splitter aufgefangen und die von ihnen mitgebrachten Ladungen gemessen. Zur Erfassung sehr kleiner Ladungen, die unter der Empfindlichkeitsgrenze der Anordnung liegen, dienen Ablenkversuche in einem senkrecht auf der Fallrichtung stehenden elektrischen Querfeld. Von der Anwendung eines elektrischen Feldes auf den Absplitterungsvorgang selbst wurde grundsätzlich abgesehen.

1. Versuchsanordnung.

Zur Erzeugung der Kristallteilchen und zur Untersuchung ihrer Eigenschaften dient die in Abb. 1 dargestellte Apparatur, die mit der-

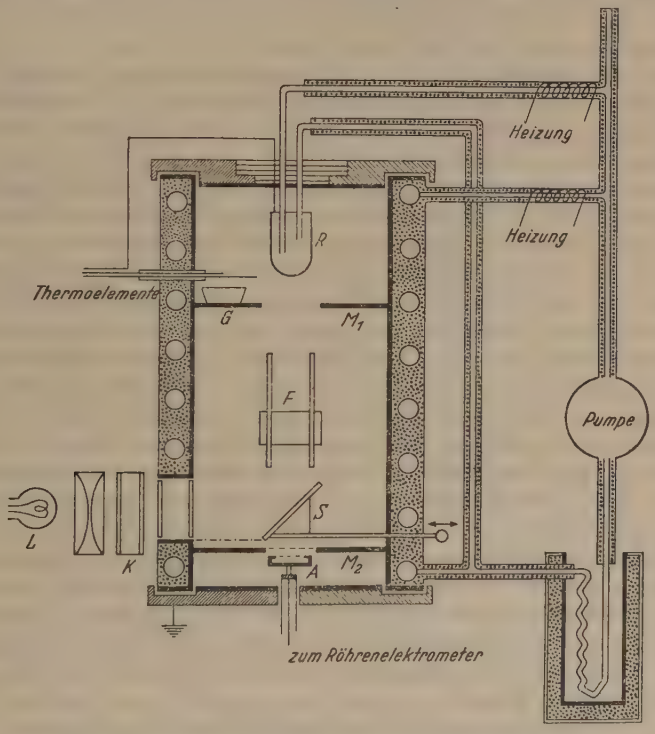

Abb. 1. Das Versuchsgefäß und die Kühlvorrichtung.

jenigen von W. und E. Findeisen [2] Ähnlichkeit hat. Der Reif entsteht an dem stark gekühlten Gefäß R, das wir als Reifträger bezeichnen. Von ihm fallen die Kristallsplitter senkrecht herab bis auf die Auffangelektrode A, die zur Ladungsmessung mit einem Röhrenelektrometer verbunden ist. Bei Bedarf können sie auch durch das horizontal gerichtete Feld des Kondensators F zur Seite abgelenkt werden. In der Deckplatte sind zwei Messingröhrchen für die Leitung der Kühlflüssigkeit

eingeführt, an denen nach Wahl verschiedene Reifträger hängen. Als solche dienten zwei Hohlkörper von etwa 30 cm² Oberfläche aus Messing oder Stahl. Die Spannungsmessungen FINDEISENS zeigten, daß das Material der Reifträger ohne Einfluß auf die elektrischen Vorgänge ist.

Der ebenfalls kühlbare äußere Mantel enthält zwei Öffnungen zur Beobachtung in Richtung senkrecht zur Zeichenebene. Die untere ist durch ein Doppelfenster verschlossen und läßt die Vorgänge am Ablenkkondensator übersehen. Durch die obere ist ein Mikroskop von 50facher Vergrößerung eingeführt, mit dem die Wachstums- und Absplitterungsvorgänge überwacht werden. Zur Temperaturmessung ist ein Kupfer-Konstantan-Thermoelement unmittelbar an der Oberfläche des Reifträgers angelötet. Ferner befinden sich im Raum zwei weitere Thermoelemente. Die Raumtemperatur erwies sich stets bis auf einen Abstand von nur etwa 15 mm an den Träger heran als konstant.

Durch die in die Zylinderwand eingelötete ringförmige Messingscheibe M_1 wird eine elektrische Beeinflussung des Absplitterungsvorganges durch das Kondensatorstreufeld von F weitgehend vermieden. Auf M_1 stand gewöhnlich eine Glasschale G mit destilliertem Wasser, das durch eine Heizspirale zum Verdampfen gebracht werden konnte. Die visuelle Beobachtung der Teilchen erfolgte in Dunkelfeldbeleuchtung mittels einer 500-Watt-Kinolampe L über die Kühlküvette K. Der Spiegel S ist in der Richtung des einfallenden Lichtes verschiebbar, um den fallenden Teilchen den Weg zur Auffangelektrode freimachen zu können. Die Öffnung in der unteren ringförmigen Messingscheibe M_2 von 4,5 cm Weite ist mit einem Drahtgitter (Maschenweite 1 cm) versehen, um Influenzwirkungen der fallenden Teilchen auf die Auffangelektrode A zu vermeiden. A ist ein flacher Faraday-Käfig von 3,5 cm Durchmesser, der sich im Abstand von 2 mm von M_2 befindet.

Die Kühlung von Versuchsgefäß und Reifträger wird durch einen Kreislauf von Methylalkohol in Kupferröhren bewerkstelligt. Das Rohrsystem ist wie das Versuchsgefäß wärmeisoliert. Die zwei um die Rohre gelegten Heizwicklungen gestatten, die Temperaturen des Reifträgers sowie des Versuchsraumes jeweils einzeln zu regeln. Die Kühlflüssigkeit selbst erhält die benötigten tiefen Temperaturen, indem man sie durch ein Kältebad von festem Kohlendioxyd in Methylalkohol pumpt. Mit der Anordnung wurden Temperaturen bis — 60° C im Versuchsraum erreicht.

Aus Vorversuchen im Kondensatorfeld konnte geschlossen werden, daß die Kristallsplitter größenordnungsmäßig 10000 Elementarladungen tragen. Das für diesen Bereich in Frage kommende Vakuum-Duantenelektrometer von HOFFMANN ist wenig geeignet, da seine Schwingungsdauer zu groß ist. Es mußte deshalb zur Ladungsmessung mittels Elektronenröhren gegriffen werden. Zu diesem Zweck wurden zwei Röhrenelektrometer gebaut, die sich in gleicher Weise bei den Messungen bewährten:

a) Ein zweistufiger, gleichspannungsgekoppelter Verstärker mit einem empfindlichen Galvanometer als Anzeigeinstrument, und

b) ein dreistufiger, RC-gekoppelter Verstärker mit einem Lutz-Edelmann-Elektrometer bzw. einer Braunschen Röhre als Anzeigeinstrument.

Die Eichung der Anordnungen erfolgte wie beim Vakuum-Duantenelektrometer von Hoffmann durch Aufbringen von Influenzladungen. Die Empfindlichkeit betrug in beiden Fällen gewöhnlich $2{,}5 \cdot 10^{-16}$ Coul/Skt., wobei aber wegen der raschen Stoßbewegung des breiten Lichtzeigers kaum genauer als auf 2 Skt. abgelesen werden konnte.

2. Versuchsergebnisse.

a) Die Abhängigkeit der Teilchenbildung von den verschiedenen Versuchsbedingungen.

Wie schon bemerkt, wurde gleichzeitig mit der Ladungsmessung der Splitterbildungsvorgang in Abhängigkeit von den äußeren Bedingungen genauer untersucht. Als solche kommen die Temperaturen des Reifträgers und des Versuchsraumes, vor allem aber Temperaturgradienten an der Trägeroberfläche sowie der Feuchtigkeitsgehalt der umgebenden Luft in Frage. Insgesamt wurden etwa 40 derartige Beobachtungsreihen ausgeführt. Der Raum war bei den Versuchen im allgemeinen an Feuchtigkeit gesättigt. Nur eine Versuchsreihe befaßt sich mit hiervon abweichenden Bedingungen, auf die weiter unten eingegangen wird.

Zur Ablösung von Kristallsplittern ist vor allem nötig, daß sich eine genügend dicke Reifschicht mit den nach II erforderlichen Dendriten auf dem Träger entwickelt. Dieses Wachstum (Dauer mehrere Minuten) geht noch am raschesten vonstatten, wenn der Reifträger kalt, die Umgebung verhältnismäßig warm gehalten wird und bei Sättigung reichlich Wasserdampf zur Verfügung steht. Befinden sich aber sowohl der Reifträger wie der Versuchsraum auf niedrigen Temperaturen, so treten auch nach langer Zeit entweder überhaupt keine Teilchen auf, oder sie sind so klein, daß sie mit dem unbewaffneten Auge schlecht oder überhaupt nicht gesehen werden können. In diesem Falle ist der Wasserdampfgehalt des Raumes an sich klein, die Außenwand des Versuchsgefäßes bereift sich ebenfalls und setzt dadurch den Dampfzustrom für den Reifträger weiter herab. Bei langsamem Wachstum bleiben auch die Kristallite kleiner, die ganze Reifschicht erhält eine feinere Struktur, deren Neigung zur Splitterablösung geringer ist.

Sehr wesentlich sind offenbar *zeitliche Änderungen* eines erheblichen Temperaturgradienten zwischen Reifträger und Umgebung, wodurch Spannungen in den Kristalliten verursacht werden, die die Absplitterungsvorgänge hervorrufen. Dieser Fall liegt stets vor, wenn eine besondere Kühlung des umgebenden Versuchsraumes unterbleibt und der anfänglich stark gekühlte Reifträger allmählich erwärmt wird. Hierbei stellt sich eine erhebliche Splitterproduktion ein, die allerdings nach längerer Zeit nachlassen kann, möglicherweise weil der Splitterverlust das Wachstum überwiegt. Zu keiner wesentlichen Absplitterung trotz eines erheblichen Temperaturgradienten kommt es lange Zeit hindurch, wenn die

Temperaturverhältnisse gut konstant gehalten werden. Hier erfolgt eine starke Produktion erst wieder, wenn der Gradient absichtlich geändert wird.

Senkt man nach längerem Versuch auch die Raumtemperatur von $+ 10°$ C auf beispielsweise $- 35°$ C, wie sie der Reifträger besitzt, so fallen zuerst noch kleinere Splitter und schließlich, nachdem die Temperaturen konstant geworden sind, setzt die Produktion ganz aus. Auch ein umgekehrter Gradient, Umgebung kälter als der Reifträger, scheint, wenn er sich stark ändert, die Teilchenbildung zu fördern. Allerdings bleiben sie dann, wie schon oben überlegt, sehr klein.

Auffallend und ausnahmslos ist die Erscheinung, daß die Teilchenbildung plötzlich ganz aussetzt, wenn der Reifträger wieder kräftig gekühlt wird. Dies kann so verstanden werden: Da der Träger aus Metall besteht, geht die Temperatursenkung sehr rasch vor sich, nur während sehr kurzer Zeit tritt eine starke Gradientänderung ein, dann bleibt der Gradient konstant, die Produktion hört auf.

Nach allem scheinen für eine ergiebige Teilchenbildung folgende Gesichtspunkte wesentlich zu sein:

1. Vorhandensein einer Reifschicht mit ausgeprägten Dendriten,
2. zeitliche Änderung des Temperaturgradienten an der Oberfläche der Reifschicht.

Eine einzige Beobachtungsreihe befaßt sich mit der Teilchenproduktion bei geringer Luftfeuchtigkeit, die bei Findeisen als „Abreifung" eine besondere Rolle spielt. Beim Versuch wird zuerst in üblicher Weise bei niedriger Trägertemperatur, aber großer Raumtemperatur in feuchtigkeitsgesättigter Luft eine kräftige Reifschicht hergestellt. Um dann eine möglichst intensive Trocknung zu erreichen, wird erstens eine große Oberfläche von $CaCl_2$ eingebracht, zweitens die Raumtemperatur bis auf diejenige des Reifträgers gesenkt. Dabei setzt zunächst die Splitterbildung aus. Dies würde auch in gesättigtem Dampf nicht anders sein, da jetzt für längere Zeit alle Temperaturen konstant bleiben. Erst bei fortschreitender Erwärmung des Reifträgers bilden sich Splitter in wachsender Zahl in derselben Weise, wie sie bei erniedrigten Raumtemperaturen auch im Sattdampf beobachtet wird. Der Versuch in der dampfarmen Atmosphäre zeigt also keinerlei besondere Abweichung gegenüber den vorstehenden Erfahrungen im Sattdampf. Auf die interessante Frage der begleitenden Ladungsbildung kommen wir zurück.

b) Die Ladungen der Kristallteilchen.

α) *Quantitative Ladungsmessungen.*

Die quantitativen Ladungsmessungen mit einem Röhrenelektrometer erfolgten gewöhnlich gleichzeitig oder abwechselnd mit den im Abschn. III, 2, a beschriebenen Studien der Splitterablösung. Insgesamt liegen 52 Reihen von jeweils rund 60 brauchbaren Ladungsbestimmungen vor.

Genau beträgt die Gesamtzahl der zur Ladungsmessung verwandten Splitter $N_\alpha = 3363$ Teilchen. Davon erwiesen sich insgesamt $N_\alpha{}^+ =$

$= 2972$ Teilchen als positiv geladen, $N_\alpha^- = 391$ Teilchen als negativ geladen. Hieraus folgt als Verhältnis

$$N_\alpha^+ : N_\alpha^- = 7{,}6 : 1,$$

so daß also die positive Ladung die negative stark überwiegt.

Die quantitativen Einzelheiten der Messungen enthält Tabelle 1. Sie führt in der ersten Spalte zunächst die Ladungen auf, die beobachtet worden sind. Der kleinste Wert von $1 \cdot 10^{-15}$ Coul ist durch die Empfindlichkeitsgrenze der Röhrenelektrometer bedingt. Größere Ladungen als $2{,}5 \cdot 10^{-14}$ Coul anderseits sind bei den beobachteten Teilchen nicht vorgekommen. In Spalte II ist die Anzahl n^+ der mit der betreffenden Ladung behafteten positiven Teilchen angegeben, während die entsprechende Zahl n^- negativer Teilchen in Spalte V erscheint. Aufschlußreicher als absolute Anzahlen sind relative Werte. Hierzu

Tabelle 1. *Elektrometrische Ladungsmessungen. Verteilung der beobachteten Kristallsplitter auf verschiedene Ladungen.*

Ladung in Coulomb	Anzahl der pos. Teilchen n^+	% der Gesamtzahl N_a	% der pos. Teilchen N_a^+	Anzahl der neg. Teilchen n^-	% der Gesamtzahl N_a	% der negativen Teilchen N_a^-	Gesamtladung der positiven Teilchen in Coulomb
I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
$1 \cdot 10^{-15}$	595	17,7	20,0	78	2,32	20,0	$5{,}95 \cdot 10^{-13}$
1,5	511	15,2	17,2	67	2,0	17,2	7,67
2,0	232	6,9	7,8	30	0,89	7,8	4,64
2,5	178	5,3	6,0	23	0,68	6,0	4,65
3,0	158	4,7	5,3	21	0,63	5,3	4,74
3,5	125	3,7	4,2	16	0,48	4,1	4,37
4,0	117	3,5	4,0	15	0,45	3,9	4,68
4,5	121	3,6	4,1	15	0,45	3,9	5,44
5,0	116	3,45	3,9	14	0,42	3,6	5,80
5,5	116	3,45	3,9	14	0,42	3,6	6,38
6,0	112	3,3	3,8	13	0,39	3,3	6,72
6,5	112	3,3	3,8	14	0,42	3,6	7,28
7,0	95	2,8	3,2	14	0,42	3,6	6,65
7,5	74	2,2	2,5	12	0,35	3,1	5,55
8,0	68	2,0	2,3	9	0,27	2,3	5,44
8,5	56	1,65	1,9	8	0,24	2,0	4,76
9,0	45	1,35	1,5	6	0,18	1,5	4,05
9,5	39	1,15	1,3	5	0,15	1,3	3,71
$1 \cdot 10^{-14}$	39	1,15	1,3	5	0,15	1,3	3,9
1,1	21	0,62	0,7	4	0,12	1,0	2,31
1,2	14	0,42	0,5	2	0,06	0,5	1,68
1,3	12	0,35	0,4	2	0,06	0,5	1,56
1,5	6	0,18	0,2	1	0,03	0,25	0,90
1,8	4	0,12	0,14	1	0,03	0,25	0,72
2,0	2	0,06	0,07	1	0,03	0,25	0,40
2,3	1	0,03	0,04	1	0,03	0,25	0,23
2,5	1	0,03	0,04	—	—	—	0,25

liefert Spalte III die relative Häufigkeit der betreffenden positiven Ladungen, bezogen auf die Gesamtzahl *aller* Beobachtungen, also $n^+ : N_\alpha$, und zwar in Prozenten. In Spalte IV ist die relative Häufigkeit auf die Gesamtzahl der beobachteten *positiven* Ladungen bezogen, d. h. $n^+ : N_\alpha{}^+$ in Prozenten dargestellt. Spalten VI und VII wiederholen dasselbe für die negativen Ladungen. Spalten III und VI sind außerdem in Abb. 2 graphisch dargestellt.

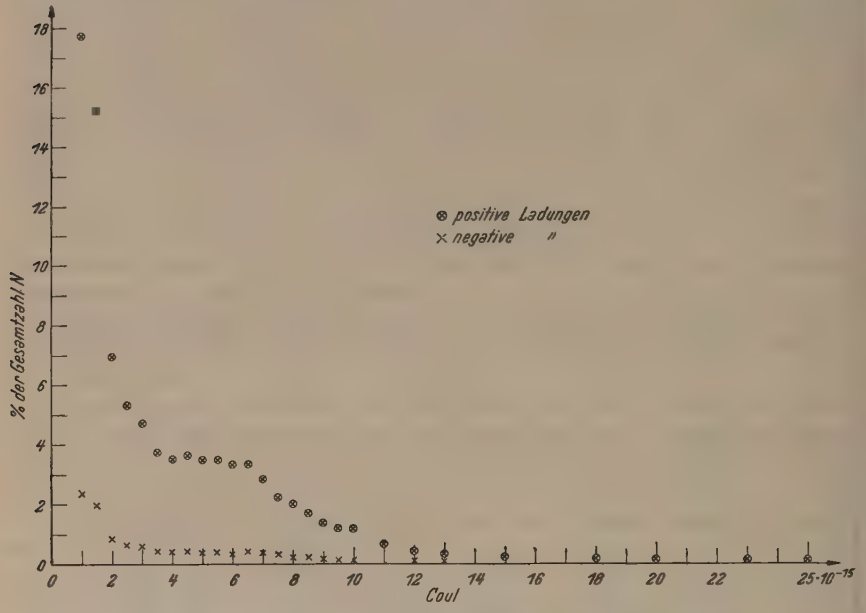

Abb. 2. Häufigkeitsverteilung der positiven und negativen Ladungen.

Es fällt sofort ins Auge, daß kleine Ladungen außerordentlich viel häufiger auftreten als große. Von den größten Ladungswerten des untersuchten Bereiches sind überhaupt nur einzelne in zufälliger Verteilung beobachtet. Gegen kleinere Werte hin treten aber in jedem vom Meßinstrument noch unterscheidbaren Intervall von $0{,}5 \cdot 10^{-15}$ Coul mit ziemlicher Regelmäßigkeit anwachsende Anzahlen von Beobachtungen auf. Die Häufigkeit steigt erst langsamer, bei den kleinsten erfaßten Ladungen aber steil an. Es hat den Anschein, als ob kleinere Ladungen, die der quantitativen Messung nicht mehr zugänglich sind, noch sehr viel zahlreicher wären. Hierauf deutet auch, daß sehr viele Teilchen fielen, die das Meßinstrument überhaupt nicht anzeigt. Ihre Anzahl N_0 kann nur geschätzt werden. Sie ist etwa zehnmal so groß als diejenige der geladenen Teilchen, also

$$N_0 : N_\alpha = 10 : 1.$$

Über diese kleineren Ladungen vgl. III, 2, b, β.

Nach Abb. 2 verlaufen die Häufigkeiten positiver und negativer Teilchen über der Ladung zueinander auffallend proportional. Verfolgt man dies quantitativ, bildet also bei jeder Ladung, d. h. in jeder Zeile der Tabelle 1 das Verhältnis $n^+ : n^-$, so ergibt sich mit nur unbedeutenden Streuungen stets wieder 7,6 : 1, genau wie eingangs für das Verhältnis der Gesamtzahlen. Das Ladungsverhältnis $n^+ : n^-$ wurde auch noch bei jeder einzelnen Meßreihe untersucht. Obwohl es sich dabei um recht verschiedenartige Splitter handelt, die unter ganz verschiedenen Bedingungen entstanden, ergab sich auch hier mit geringer Streuung stets wieder 7,6 : 1. Diese Konstanz des Ladungsverhältnisses ist außerordentlich bemerkenswert. Sie muß irgendwie im Aufbau der Reifkristallschicht begründet sein. Das Verhältnis kann allerdings nicht als feste Konstante angesehen werden. Denn bei zwei Beobachtungsreihen, die in der ganzen hier wiedergegebenen Statistik nicht verwertet sind, ergaben sich die völlig abweichenden Werte von 25 : 1 bzw. 30 : 1, so daß also die positive Teilchenladung noch viel mehr überwog. An den übersehbaren Versuchsbedingungen konnten keinerlei Gründe für dieses ungewöhnliche Verhalten festgestellt werden.

Am Ende von Abschn. III, 2, a war noch eine besondere Beobachtungsreihe bei wasserdampfarmer Atmosphäre beschrieben, bei der sich der Absplitterungsvorgang zunächst äußerlich genau so vollzog wie im Sattdampf, während Findeisen einen wesentlichen Unterschied zwischen den beiden, von ihm als „Ab- bzw. Anreifung" bezeichneten Vorgängen macht. Die bei dieser Reihe an 60 Splittern ausgeführten Ladungsmessungen ergaben, daß hier genau wie bei der „Anreifung" die positiven Teilchen die negativen bei weitem überwiegen und daß die Splitterhäufigkeiten im selben Sinne wie in Tabelle 1 oder Abb. 2 mit wachsender Ladung abnehmen. Das Verhältnis der Gesamtzahlen beträgt hier ziemlich genau

$$N^+ : N^- = 7{,}6 : 1$$

und stimmt damit quantitativ mit dem oben angegebenen überein, das hauptsächlich auf „Anreifung" beruht. Es besteht danach überhaupt kein Unterschied zwischen den bei der „Anreifung" und „Abreifung" gebildeten Eiskriställchen.

Dies ist besonders deshalb bemerkenswert, weil Findeisen nur für die „Abreifung" überwiegend positive, für die „Anreifung" aber negative Splitter behauptet. Es ist ganz sicher, daß bei den vorliegenden Versuchen das positive Vorzeichen der Teilchen stets überwiegt, unter welchen Bedingungen sie auch entstehen. Davon haben sich mehrere Beobachter unabhängig voneinander überzeugt. Dasselbe gilt auch für die Beobachtungen an den kleineren Ladungen im Abschn. β.

β) Qualitative Untersuchung der kleinsten Teilchenladungen.

Zur Untersuchung derjenigen Ladungen, die die Meßgrenze der Röhrenelektrometer unterschreiten, wurden die fallenden Kristallsplitter — wie schon kurz angedeutet — einer Ablenkung im trans-

versalen elektrischen Feld des Plattenkondensators F, Abb. 1, unterworfen. Die Feldstärke betrug gewöhnlich $E = 3500$ V/cm. Es war sofort zu sehen, daß die im fallenden Kaltluftstrom mit recht einheitlicher Geschwindigkeit in den Kondensator tretenden Teilchen in ihm recht verschiedene Fallstrecken x durchlaufen konnten, ehe sie auf eine der Platten aufschlugen. Um den Vorgang messend erfassen zu können, erhielt die Innenfläche der einen Kondensatorplatte in Abständen von je 1 cm, entsprechend wachsenden Fallwegen x, von oben nach unten durchnumerierte horizontale Strichmarken, wie sie in dem Nebenbild zu Abb. 3 angedeutet sind. Unter möglichster Konstanthaltung eines mäßigen Splitterstromes wurden dann — bei intensiver Dunkelfeldbeleuchtung gut übersehbar — während einer gewissen Zeitdauer nur solche Teilchen eines Vorzeichens notiert, die in der nächsten Umgebung dieser verschiedenen Marken auf die Platte trafen. Danach folgte unter Umkehr der Feldrichtung eine analoge Abzählung für die Teilchen anderen Vorzeichens und so abwechselnd weiter. Die Ergebnisse aus einer größeren Zahl von Versuchsreihen mit gleichen Gesamtzeiten für die positiven und negativen Teilchen sind in den Spalten I, II, III von Tabelle 2 zusammengefaßt. n^+ bedeutet die betreffende Anzahl der positiven, n^- diejenige der negativen Splitter. Abb. 3 gibt die Messungen außerdem graphisch wieder. Dabei sind mit Rücksicht auf die folgenden Überlegungen die Fallwege x nach links wachsend aufgetragen. Insgesamt wurden $N_\beta{}^+ = 1156$ positive Teilchen und $N_\beta{}^- = 185$ negative Teilchen beobachtet.

Die Messungen zeigen, daß kurze Fallwege x verhältnismäßig selten sind. Die Häufigkeit nimmt mit wachsendem Weg im Kondensator recht regelmäßig zu, um schließlich bei den größten x annähernd konstant zu bleiben. Positive und negative Teilchen verhalten sich hierin weitgehend gleich.

Tabelle 2. *Ladungsbestimmung im transversalen elektrischen Feld. Verteilung der beobachteten Kristallsplitter auf verschiedene Fallwege bzw. Ladungen.*

Fallweg x in cm	Teilchenanzahlen		Geschätzte Ladung		Geschätzte Gesamtladung in Coulomb
	$n+$	n^-	in Coul	in El.-Ldgn.	
I	II	III	IV	V	VI
0	27	4	$2{,}67 \cdot 10^{-15}$	16670	$7{,}21 \cdot 10^{-14}$
1	51	8	1,33	8350	6,82
2	51	8	$8{,}91 \cdot 10^{-16}$	5560	4,54
3	71	11	6,68	4170	4,74
4	98	15	5,35	3340	5,24
5	119	19	4,46	2782	5,31
6	134	24	3,82	2384	5,12
7	148	24	3,34	2085	4,94
8	153	24	2,97	1853	4,54
9	153	24	2,67	1667	4,08
10	151	24	2,43	1454	3,67

Allerdings ist auch hier die jeweilige Anzahl der positiven Ladungen n^+ viel größer als diejenige der negativen n^-. Aber wie unter α) bleiben beide Zahlen über das ganze Intervall hinweg zueinander sehr nahe proportional. Das Verhältnis $n^+ : n^-$ zeigt keinerlei systematischen Gang und weicht bei keinem x um mehr als 10% vom Verhältnis der Gesamtzahlen ab. Für dieses ergibt sich

$$N_\beta{}^+ : N_\beta{}^- = 6{,}25 : 1,$$

also etwas weniger als unter α) mit 7,6 : 1. Man darf diesem Unterschied allerdings keine große Bedeutung beimessen. Denn das unter α) gewonnene Verhältnis bezieht sich auf Splitter, die innerhalb jeder Beobachtungsreihe wahllos durcheinander mit positivem oder negativem Zeichen, also praktisch *gleichzeitig* unter denselben Bedingungen gemessen wurden. Hier unter β) dagegen fanden die Beobachtungen verschiedener Vorzeichen abwechselnd zu *verschiedenen* Zeiten und daher möglicherweise unter etwas verschiedenen Bedingungen statt, die für das abweichende Verhältnis verantwortlich sein können. Derselbe Einwand läßt sich jedoch nicht erheben gegen die *Konstanz* des Ladungsverhältnisses $n^+ : n^-$ längs des Fallweges x, da in den einzelnen Beobachtungsreihen verschiedene x wahllos durcheinander, also praktisch gleichzeitig gemessen wurden. Wenn also auch der *Wert* des Verhältnisses $n^+ : n^-$ hier unsicher bleibt, so dürfte seine *Konstanz* über das ganze von Tabelle 2 umfaßte Intervall gesichert sein. Die kleinen Ladungen verhalten sich hierin ganz wie die größeren unter α).

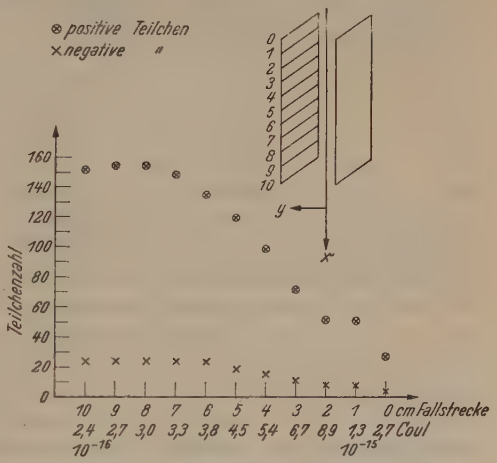

Abb. 3. Anzahl der abgelenkten positiven und negativen Teilchen in Abhängigkeit vom durchfallenen Weg im Kondensator (E = 3500 V/cm).

Wenn man nun fragt, was die auf verschiedene Stellen x des Kondensators treffenden Teilchen bedeuten, so ermöglicht ihre Beeinflussung im transversalen elektrischen Feld eine Bestimmung der spezifischen Ladung e/m. Man darf dazu allerdings nicht den einfachen Ansatz fürs Vakuum verwenden, sondern muß die Reibung der Eiskriställchen berücksichtigen, die sie in der Luft bei ihrer Bewegung in Feldrichtung mit der Geschwindigkeit v_y erfahren. In der x-Richtung fallen sie mit der konstanten Geschwindigkeit v_x des absteigenden Luftstromes. Wir ersetzen zur Erfassung der Reibung in Annäherung die unregelmäßig geformten Splitter durch äquivalente Kugeln von gleichem Volumen

und wenden das Stokessche Reibungsgesetz an. Zweckmäßig setzt man die Differentialgleichung des Vorganges im Kondensator

$$m\,\dot{v}_y = K_{el} - K_{reib}$$

in der Form an:

$$m\,\dot{v}_y = m\,b_{el} - m\,k\,v_y,$$

wo b_{el} die vom Feld erteilte Beschleunigung und nach Stokes' Gesetz $K_{reib} = 6\,\pi\,\eta\,r\,v_y = m\,k\,v_y$

$$k = \frac{6\,\pi\,\eta\,r}{m}$$

bedeutet. Durch zweimalige Integration und Umordnung ergibt sich gleich für die Teilchenladung selbst

$$e = \frac{m\,y \cdot \dfrac{1}{E}}{\dfrac{t}{k} + \dfrac{1}{k^2}\,(e^{-k\,t} - 1)},$$

wo $t = x/v_x$ die Fallzeit bis zum Aufschlag bei x bedeutet. Die Teilchenladung läßt sich danach ausrechnen, wenn man bei gegebener Feldstärke E und beobachteter Fallstrecke x die Sinkgeschwindigkeit v_x, die seitliche Ablenkung y und die Splittermasse kennt. Leider lassen sich so nur Schätzungswerte gewinnen, da die nötigen Daten zu ungenau bekannt sind. Einigermaßen zuverlässig ermittelt ist die Sinkgeschwindigkeit im absteigenden Kaltluftstrom mit $v_x = 50$ cm/sec. Dagegen läßt sich schon für y die halbe Kondensatorweite von 1 cm nur als Mittelwert verwenden, da der Teilchenstrom nicht genau auf die Symmetrieebene des Kondensators beschränkt ist, sondern einen Schlauch der Dicke von etwa 0,3 cm darstellt. Am schlechtesten bestellt ist es um die Masse m, die bei den einzelnen Teilchen recht verschieden groß ist. Über sie kann man von vornherein nur eine negative Aussage machen. Man könnte nämlich vermuten, daß die Ladung dem Teilchenvolumen und damit auch der Masse proportional sei. Dann wäre e/m konstant, und alle Teilchen müßten — wenigstens ohne Reibung — an derselben Stelle x aufschlagen. Die Versuche deuten nichts Derartiges an. Die Masse dürfte danach von der Ladung überhaupt unabhängig sein. Dann liegt es nahe, versuchsweise mit einer einheitlichen mittleren Teilchenmasse zu rechnen. Auf Grund der mikroskopisch festgestellten mittleren Abmessungen der Teilchen nehmen wir ein mittleres Volumen $V = 1 \cdot 10^{-9}\,\mathrm{cm}^3$ und als mittlere Masse an:

$$m = 0{,}9 \cdot 10^{-9}\,\mathrm{g}.$$

Berechnet man hieraus den äquivalenten Kugelradius $r = 6{,}2 \cdot 10^{-4}$ cm und ermittelt $k = 2{,}078 \cdot 10^3\,\mathrm{sec}^{-1}$, so ist dieser Wert so groß, daß in der obigen Endgleichung für e die Exponentialfunktion gegenüber 1 vernachlässigt werden kann. Dann ergibt sich einfacher

$$e = \frac{k\,m\,y}{E\,(t - 1/k)}.$$

Bei der hiernach durchgeführten Ausrechnung der Ladungen ist noch die Randstreuung des Kondensatorfeldes berücksichtigt. So folgen für mittlere Teilchen die in Tabelle 2, Spalte IV, bei den betreffenden Fallwegen x aufgeführten Ladungen in Coulomb, und Spalte V gibt sie in Elementarladungen an.

Die auf diese Weise bestimmten Ladungen erstrecken sich über den Bereich von etwa $2{,}7 \cdot 10^{-15}$ bis $2{,}4 \cdot 10^{-16}$ Coul, also bis herunter zu etwa 1450 Elementarladungen. Das neue Intervall schließt sich dem unter α) untersuchten einigermaßen an. Es ergibt sich, daß der in Abb. 2 festgestellte Anstieg der Häufigkeit mit abnehmender Ladung sich in Abb. 3 noch zu viel kleineren Ladungen fortsetzt. Aber von etwa $3{,}3 \cdot 10^{-16}$ Coul an bleibt die Häufigkeit annähernd konstant, die Splitterzahl mit noch kleineren Ladungen als $2{,}4 \cdot 10^{-16}$ Coul scheint nicht mehr weiter anzusteigen. Damit deckt sich, daß die Anzahl $N_\beta{}^\circ$ derjenigen Teilchen, die den Kondensator durchfallen, ohne auf eine Platte zu gelangen, im Gegensatz zu den Beobachtungen unter α) hier nur noch wenig größer ist als die Zahl der festgehaltenen Splitter. Genau ergibt sich

$$N_\beta{}^\circ : (N_\beta{}^+ + N_\beta{}^-) = 3 : 1.$$

Es ist gut möglich, sich diese Teilchen ohne weiteres Anwachsen der Verteilungskurve (Abb. 3) im Bereich noch kleinerer Ladungen bis zu Null untergebracht zu denken.

γ) Die vom Absplitterungsvorgang befreite Gesamtladung.

Es ist schließlich interessant zu untersuchen, in welchem Umfange die um Zehnerpotenzen voneinander verschiedenen Splitterladungen infolge ihrer sehr verschiedenen Häufigkeit zu der durch den Absplitterungsvorgang frei werdenden Gesamtladung beitragen. Zur Beantwortung ist — nur für positive Teilchen durchgeführt — in Tabelle 1, Spalte VIII, jede Teilchenladung von Spalte I mit der Anzahl von Spalte II der mit dieser Ladung auftretenden Teilchen multipliziert. Ebenso stellen in Tabelle 2 die Werte der Spalte VI als Produkte aus Spalten II und IV die gesamten mit den betreffenden Teilchen transportierten Ladungen dar. Zur besseren Übersicht sind die beiden Wertereihen (VIII von Tabelle 1 und VI von Tabelle 2) in Abb. 4 auch graphisch dargestellt, und zwar über einer einzigen von Null bis $2{,}5 \cdot 10^{-14}$ Coul durchlaufenden Abszissenteilung für die Ladung der Einzelsplitter, jedoch unter Trennung der beiden Meßverfahren β) und α) durch verschieden bezeichnete Punkte. Man kann nämlich die beiden Reihen nicht unmittelbar miteinander vergleichen, da sie sich auf verschiedene Gesamtzahlen von Teilchen beziehen. Sie lassen sich hier nur dadurch einander anpassen, daß man sie mit geeigneten Ordinatenmaßstäben aufträgt, so daß sie möglichst glatt ineinander übergehen. Dies ist im Bild durchgeführt. Bei den starken Schwankungen der Ordinaten wird der Anschluß nicht sehr sicher, aber dies beeinträchtigt die folgenden Schlüsse wenig.

Man darf der Darstellung, die mit ihrem überwiegenden Teil α) auf den früher besprochenen quantitativen Ladungsmessungen beruht,

wohl mit Sicherheit entnehmen, daß der Hauptbeitrag zur gesamten Ladungsproduktion von Splittern mit Ladungen zwischen $3 \cdot 10^{-16}$ und $9 \cdot 10^{-15}$ Coul geliefert wird. Trotz der außerordentlich viel größeren Anzahl der Teilchen mit kleinen Ladungen nehmen diese nur unwesentlich an der gesamten Ladungsproduktion teil, da die Beiträge der Einzelteilchen allmählich gegen Null konvergieren. Andererseits fallen auch sehr große Einzelladungen nicht wesentlich ins Gewicht, weil sie zu selten vorkommen. Die starken Schwankungen im mittleren Gebiet von Abb. 4 bedeuten wahrscheinlich nur statistische Schwankungen infolge einer noch zu geringen Zahl von Beobachtungen.

Für die Beurteilung der Wirksamkeit des Absplitterungsvorganges im Gewitter ist es notwendig, den Mittelwert $\bar{q}$ der Ladung zu kennen,

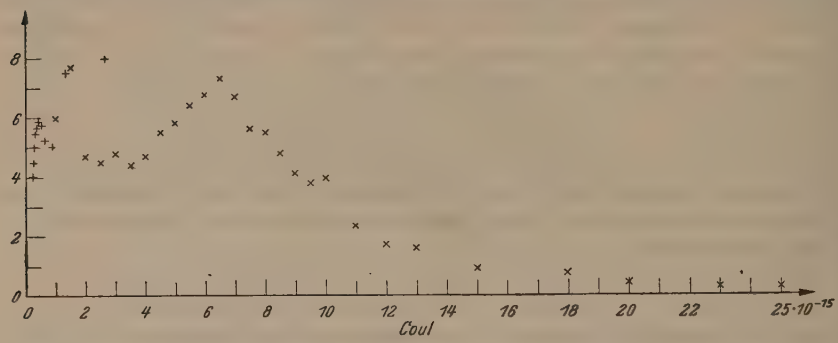

Abb. 4. Mit den verschieden geladenen Teilchen transportierte Gesamtladung (in willkürlichem Ordinaten-Maßstab). × Reihe α, + Reihe β.

der im Durchschnitt von einem Teilchen getragen wird. Wegen des konstanten Verhältnisses $n^+ : n^-$ ist er für positive und negative Teilchen gleich. Wir suchen ihn mittels der positiven Ladungen zu gewinnen. Man braucht dazu die bei den Verfahren α) und β) von allen Teilchen transportierte Gesamtladung und hat diese durch die gesamte Splitterzahl zu dividieren. Die Gesamtladung der Reihe α) ist sofort durch Summation von Spalte VIII der Tabelle 1 zu erhalten, und die zugehörige Anzahl $N_\alpha{}^+$ ist ebenfalls bekannt. Der weiteren Rechnung steht aber im Wege, daß die Reihen α) und β) nicht quantitativ zusammenhängen. Es kommt hinzu, daß die Reihe β), wie früher dargelegt, überhaupt nicht *alle* kleinen Ladungen, sondern nur — entsprechend den Strichmarken im Kondensator — schmale Ausschnitte aus der gesamten Ladungsverteilung in diesem Gebiet enthält. Man kann daher den Ladungsbeitrag von Reihe β) bis herunter zur Teilchenladung Null nach der Angleichung der Messungen in Abb. 4 nur abschätzen. Die zugehörige Gesamtzahl entnimmt man aus der unter α) angegebenen Beziehung $N_0 : N_\alpha = 10 : 1$. Auf diese Weise ergibt sich als ungefährer Mittelwert der Ladung eines positiven Splitters

$$\bar{q} = 7 \cdot 10^{-16} \text{ Coul} = 4370 \text{ Elementarladungen},$$

der immerhin auf $\pm 40\%$ richtig sein dürfte.

IV. Versuch einer Deutung der Ladungsentstehung beim Absplitterungsvorgang.

Um die Entstehung von Ladungen zu erklären, hat E. Lange [*3*, *4*] auf die Existenz von Voltapotentialdifferenzen zwischen den Systemen Reif/Wasser und Reif/kompaktes Eis hingewiesen. Daß solche vorhanden sind, gelang ihm in zahlreichen eingehenden Versuchen (beim System Reif/Wasser durch indirekte Messung) nachzuweisen. Tatsächlich kann man Ladungen trennen, wenn man zwei Körper auseinanderreißt, zwischen denen eine Voltaspannung besteht, wenn sie sich bei inniger Berührung in einer Doppelschicht entgegengesetzt aufgeladen haben. Nötig ist natürlich die Trennung genau in der Grenzfläche zwischen den verschiedenartigen Körpern. Von Langes Vorschlägen kommt der Fall Reif/Wasser wohl von vornherein nicht in Frage. Denn Reif wächst nicht auf Wasser und er kann auch nicht von einer möglicherweise vorhandenen Wasserhaut getrennt werden. Aber auch der andere Fall scheint zur Erklärung wenig geeignet, da ja die Reifkristallsplitter nicht von einer kompakten Eisunterlage abbrechen. Sie lösen sich vielmehr als äußerste Enden größerer Dendrite nur von ihresgleichen ab. Schließlich fehlt insbesondere jede Möglichkeit, mittels der Langeschen Vorstellungen die Tatsache zu deuten, daß aus dem Reif ja Splitter mit beiderlei Ladungsvorzeichen herausbrechen. Daher muß man sich wohl nach anderen Erklärungsmöglichkeiten umsehen.

Es gibt eine ganze Reihe von Beobachtungen, die die Aufladung kleinster Stäubchen und Tröpfchen durch Reibungsvorgänge bzw. auch bei ihrer Zerkleinerung feststellen. Der Lenardsche Tropfenzerreißeffekt bildet ein Beispiel, ebenso der beim Zerbrechen leuchtende Zucker (Triboelektrizität). Aber man kann mit all diesen Erfahrungen wenig anfangen, da sie meist noch sehr unvollständig verstanden werden.

Vielleicht ermöglicht aber die Tatsache der Polarität der Eiskristalle eine Deutung. Es besteht nämlich kein Zweifel mehr, daß normales Eis eine permanente elektrische Dipolstruktur besitzt. Nach gegenteiligen Vermutungen von W. H. Barnes [*5*] kommt J. M. Adams [*6*] auf Grund genauer Untersuchung von Abdampfvorgängen zu einer Polarität der *c*-Achse des hexagonalen Eises. Auch theoretische Überlegungen von J. D. Bernal und R. H. Fowler [*7*] führen zu einer polaren *c*-Achse. Mittels der bekannten Rotationsstruktur des Wasserdampfspektrums, die Kenntnis vom Molekülbau gibt, legen sie den Ort der H-Atome im Molekülgitter derart fest, daß ein H-Atom 0,96 Å vom einen und 1,8 Å vom anderen Nachbar-O-Atom entfernt ist. M. L. Huggins [*8*] hat dann mittels genauer Diskussion der Wasserstoffbindung die Abstände noch etwas geändert.

Polare Kristalle müssen vor allem auch die Eigenschaft der Piezoelektrizität besitzen, die bei Eis freilich schwer nachzuweisen ist. Versuche von A. Hettich und A. Scheede [*9*] sowie von A. Hettich und H. Steinmetz [*10*] führten zunächst nicht zum Erfolg. Verfasser hat erneut eine Prüfung unter möglichstem Ausschluß aller Störungen unmittelbar

an Reifkristallschichten im evakuierten Gefäß nach der dynamischen Giebe-Scheibe-Methode durchgeführt. Bei Anregung mit Kurzwellen zwischen 2 und 120 m Wellenlänge zeigten sich bei kontinuierlicher Veränderung der Frequenz in aller Deutlichkeit die für den Effekt charakteristischen Geräusche. Nach mündlicher Mitteilung ist es auch F. Rossmann gelungen, an größeren Eiseinkristallen Piezoelektrizität nachzuweisen.

Elektrisch stellt jeder reine derartige Kristall einen permanenten Elektreten dar, also ein Gebilde von lauter — bis auf die Wärmebewegung — streng in Richtung der c-Achse orientierten Dipolen, ähnlich einem unter äußerem elektrischem Feld stehenden Dielektrikum. Das Innere ist neutral, nur die Außenflächen tragen die entgegengesetzten Ladungen der an sie angrenzenden molekularen Dipole und machen das ganze Gebilde zu einem großen einheitlichen Dipol wie das rechteckige Stück der schematisierten Abb. 5 mit den nicht mit Ring versehenen Ladungen. Die Ladungen mit Ring sind einstweilen fortzudenken. Zerbricht man einen derartigen Kristall, so werden auch die Bruchstücke wieder Dipole, eine Ladungstrennung erfolgt nicht.

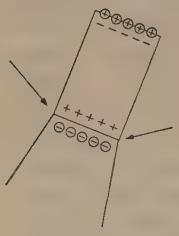

Abb. 5. Zum Zustandekommen der Splitterladung.

Wenn aber die Eiskristalle eine gewisse Volumen- oder Oberflächenleitfähigkeit besitzen, dann können *in ihnen enthaltene* Ionen unter dem Einfluß des Feldes zwischen den „freien" Ladungen (ohne Ring) an die äußere Endfläche, bzw. tief ins Innere des Reifdendriten getrieben werden (Ladungen mit Ring) und dadurch die „freien" Ladungen zunächst neutralisieren, wie dies von piezoelektrischen, pyroelektrischen und ähnlichen Kristallen bekannt ist. Bricht jetzt aber ein Kristallstück ab, etwa an seiner Ansatzstelle auf dem darunterliegenden Dendriten (in der Abbildung durch Pfeile angedeutet), so bleiben die auf den „freien" Ladungen sitzenden Kompensationsladungen (mit Ring) auf dem Bruchstück überschüssig, es entsteht ein geladener Splitter. Im Bild wird er selbst positiv, der zurückbleibende Dendrit negativ. Selbstverständlich ist auch das Umgekehrte möglich.

Die Ionen (mit Ring) können im Prinzip auch aus der Luft stammen, doch ist die Ionendichte der Luft recht gering. Sie beträgt im Meeresniveau etwa 60 bis 100 pro cm^3. Dies reicht unmöglich aus, um in kurzer Zeit die Ladungen vieler Splitter von durchschnittlich 4400 Elementarladungen zu bestreiten. In Höhen von 5 km ist die Dichte mit etwa 2000 Ionen/cm^3 im Schönwetterfall (der auch für den Gewitterbeginn in Frage kommt) schon erheblich größer. Aber sie dürfte ebenfalls bei weitem nicht ausreichen. Man wird also ohne Ionen aus dem Eiskristall selbst nicht auskommen.

Für eine gewisse Leitfähigkeit der Splitter spricht folgende eigene Beobachtung: Unter geeigneten Umständen blieben einzelne, auf eine Kondensatorplatte aufschlagende Teilchen (III, 2, b, β) nicht haften, sondern wurden unmittelbar nach Auftreffen auf die gegenüberliegende

Platte fortgeschleudert. Es muß also eine rasche Umladung stattgefunden haben, die voraussetzt, daß die Splitter mindestens keine guten Isolatoren sind. Messungen der spezifischen Leitfähigkeit bzw. des spezifischen Widerstandes weichen zum Teil sehr voneinander ab. Größenordnungsmäßig darf man $\sigma \leqq 10^7$ Ohm · cm bei $-20°$ C annehmen.

Daß die positive Splitterladung nach III, 2, b die negative an Häufigkeit weit übertrifft, kann, falls unsere Deutung zutrifft, nur so verstanden werden, daß die überwiegende Zahl der Reifdendrite mit derselben Orientierung gewachsen ist. Die c-Achse ist offenbar vorwiegend so gerichtet, daß die *negativen* Ladungen der Moleküldipole nach *außen* weisen, während der umgekehrte Fall selten vorkommt. Daß der Betrag der Ladungen einschließlich des Wertes Null statistisch schwankt, hängt wohl von individuellen Zufälligkeiten, wie der Zahl der verfügbaren beweglichen Ladungsträger, der Leitfähigkeit, der Teilchengröße u. a. ab.

V. Bemerkungen zur Entstehung der Gewitterelektrizität.

Um eine Bilanz der durch „Anreifung" entstehenden Ladung zu erhalten, überlegt W. Findeisen, daß man im Gewitter mit einer Produktion von acht Splittern je m³ und sec rechnen darf. Nach unseren Erfahrungen sind unter acht Splittern stets ziemlich genau sieben positive und ein negativer enthalten. Dabei darf als Mittelwert der Ladung für jedes Teilchen $\bar{q} = \pm 7 \cdot 10^{-16}$ Coul angenommen werden. Da jeweils ein negativer einen positiven Splitter kompensiert, bleiben sechs positive je m³ und sec zum Aufbau einer positiven Raumladung verfügbar, während die entsprechenden Kristallkomplexe, von denen sie absplittern, zum Aufbau der negativen Raumladung dienen können. Man erhält also, unter Voraussetzung unserer Laboratoriumsergebnisse, für die Entwicklung der wirksamen Raumladungen jedes Vorzeichens die Ladungsproduktion von $6 \cdot \bar{q}$, d. h. $4{,}2 \cdot 10^{-15}$ *Coul/m³ sec.* Aus den Findeisenschen Überlegungen läßt sich dagegen eine Produktion von $1{,}67 \cdot 10^{-15}$ Coul/m³ sec, also kleiner, aber von derselben Größenordnung wie in vorliegender Arbeit, ableiten.

In einem (sehr groß angenommenen) Gewittervolumen von $2 \cdot 2 \cdot 6$ km³ ergibt sich mit der obigen Zahl eine Gesamtladungsproduktion von etwa 10^{-4} Coul/sec. Um also die für einen mittleren Blitz nötige Ladung von 1 Coul zu erhalten, müßten 10^4 sec, d. h. fast drei Stunden vergehen. Es ist daher kaum möglich, mit dem Absplitterungseffekt allein auszukommen. Noch schwerer wiegt dabei, daß er nicht imstande ist, die von Simpson und Scrase [*11*] im vorderen Unterteil des Kumulonimbus nachgewiesene positive Raumladung zu deuten, während er für die oberen Ladungen möglicherweise ausreicht. Es muß daher noch einen weiteren wirksamen Effekt der Ladungserzeugung geben, dessen Vorzeichen demjenigen der Ladungsabsplitterung entgegengesetzt ist. Findeisen nennt dafür einen Vergraupelungseffekt. Beim Anfrieren von unterkühlten Wassertröpfchen soll nach seinen Erfahrungen [*1*] der Graupel stark positiv werden, und er vermutet, daß dabei kleine

Teilchen weggehen, die entsprechend negativ geladen sind. Er konnte sie aber selbst niemals nachweisen.

Zu diesem Vergraupelungseffekt seien hier noch einige eigene Erfahrungen angegeben. Solange der Graupel noch Reifkriställchen an seiner Oberfläche zeigt, können diese wie bei den hier bisher ausführlich untersuchten Reifschichten absplittern und den Graupel negativ zurücklassen. Dieser Vorgang bringt nichts Neues, er deckt sich vorzeichenmäßig mit dem bisherigen Absplitterungsvorgang. — Wenn wir aber einmal annehmen, daß überhaupt keine Teilchen den Graupel verlassen, so ist doch schwer zu verstehen, daß ihm mit den anfrierenden, unterkühlten Tröpfchen des Nebels Ladung zugeführt werden soll (wenigstens im Anfangszustand des Gewitters, solange der WILSONsche Influenzeffekt unwesentlich ist). Bei den Versuchen unter III, 2, b, β wurde niemals eine Andeutung dafür gefunden, daß Nebeltröpfchen geladen sind. Sie bleiben von dem starken Feld des Ablenkkondensators stets gänzlich unbeeinflußt.

Es wurde auch unmittelbar versucht, den Vergraupelungsvorgang mit Unterbindung der vorzeichenmäßig störenden Ablösung von Reifsplittern nachzuahmen: Eine auf einem Saitenelektrometer montierte, gekühlte Metallplatte erhielt obenauf einen Reifüberzug, auf dem sich dann aus Nebel unterkühlte Wassertröpfchen anlagerten und gefroren. Bei einer Empfindlichkeitsgrenze des Elektrometers von 10^{-13} Coul war keinerlei Aufladung festzustellen, obwohl sicher eine außerordentlich große Zahl einzelner Anfriervorgänge stattfand. Von einer besonders großen Ladungsentwicklung, die FINDEISEN gerade für den Vergraupelungsvorgang angibt, konnte jedenfalls nichts bemerkt werden. Möglicherweise handelt es sich doch um den schon von M. FARADAY und später von L. SOHNCKE [*12*] gefundenen Effekt, nach dem Wassertropfen, die auf Eis aufschlagen und dabei zerfetzt werden, das Eis positiv aufladen, während der wegfliegende Wasserstaub negative Ladung mit sich fortträgt.

Erst nach Abschluß dieser Arbeit wurde der Verfasser mit der umfangreichen Untersuchung von C. KRAMER [*13*] bekannt, die sowohl die Messungen von E. LANGE als auch besonders diejenigen von FINDEISEN nachprüft und durch weitere Versuche ergänzt. Es wird vor allem das Potential eines vom Luftstrom umspülten Reifträgers verfolgt, das zu Anfang vorübergehend positive, dann aber ausgesprochen negative Werte annimmt. Dieser letzte Vorgang stimmt mit unserer Beobachtung der Ablösung positiver Splitter vom Reifträger überein. Der zuerst verkehrte Gang des Reifträgerpotentials beruht möglicherweise auf irgendwelchen Störeffekten. Bringt KRAMER nämlich in den abfließenden Luftstrom eine Sonde, so stellt er ([*13*], Fig. 15, Kurve T) von Anfang an positive Ladungen in der Luft fest, was bedeutet, daß wie bei uns stets vorwiegend positive Eiskriställchen auf die Sonde treffen. Daß er in Teil VIII nach der auch von FINDEISEN und uns gebrauchten Methode hauptsächlich ungeladene Splitter annimmt, liegt an viel zu geringen Feldstärken. Wenn aber ferner an verschiedenen Stellen auf

gleiches Vorzeichen der Splitter und des Reifträgers geschlossen wird, so handelt es sich um eine physikalische Unmöglichkeit, die erst noch aufzuklären wäre.

Vorliegende Arbeit wurde im Institut für theoretische Physik der Technischen Hochschule Karlsruhe in den Jahren 1948 bis 1950 durchgeführt. Für ihre Anregung und das fördernde Interesse möchte ich dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Dr. F. Wolf, meinen verbindlichsten Dank aussprechen.

Literaturverzeichnis.

1. Findeisen, W.: Meteorol. Z. **57**, 201 (1940).
2. Findeisen, W. u. E.: Meteorol. Z. **60**, 145 (1943).
3. Lange, E.: Meteorol. Z. **57**, 429 (1940).
4. — Meteorol. Z. **60**, 302 (1943).
5. Barnes, W. H.: Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A **125** (1929).
6. Adams, J. M.: Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A **128**, 588 (1930).
7. Bernal, J. D. und R. H. Fowler: J. chem. Physics **1**, 8 (1933).
8. Huggins, M. L.: J. Amer. chem. Soc. **58**, 694 (1936).
9. Hettich, A. und A. Scheede: Z. Physik **50**, 254 (1928).
10. Hettich, A. und H. Steinmetz: Z. Physik **76**, 688 (1932).
11. Simpson, G. C. and F. J. Scrase: Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A **161**, 309 (1937).
12. Sohncke, L.: Wied. Ann. **28**, 551 (1886).
13. Kramer, C.: Electrische ladingen aan berijpte oppervlakken. Koningl. Nederlands Meteor. Instituut. Mededeling. en Verhand. A, **54**, 's Gravenhage 1948.

541.515.42 : 551.571.36

(Astronomisch-Meteorologische Anstalt der Universität Basel und Osservatorio Ticinese della Centrale Meteorologica Svizzera Locarno-Monti.)

Über die Gewitterwahrscheinlichkeit als Funktion des Dampfdruckes.

Von

M. Bider und **J. C. Thams.**

Mit 2 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Es wird für eine Reihe von Stationen die Beziehung zwischen Dampfdruck und Gewitterwahrscheinlichkeit untersucht. Diese Beziehung erweist sich als verschieden sowohl für die verschiedenen Stationen wie auch für die Monate innerhalb der einzelnen Stationen.

Summary. Researches have been carried out for several stations on the relation between vapour pressure and probability of thunderstorms. This relation differs both for the single stations and for the months at the single stations.

Résumé. En plusieurs stations des recherches ont été faites pour déterminer la relation entre la pression de vapeur et la probabilité d'orages. Cette relation se révèle être différente pour les diverses stations ainsi que pour les mois dans chaque station individuelle.

1. Einleitung.

Die Vorhersage von Gewittern gehört auch heute noch immer zu den schwierigsten Aufgaben des Synoptikers. Wenn auch die Anwendung rein statistischer Methoden auf die Prognostik für den konkreten Fall oft nicht viel Erfolg verspricht, so können diese Methoden zur Beurteilung der allgemeinen Lage doch von Wichtigkeit sein. R. Scherhag [*1*] hat vor zwei Jahrzehnten interessante Studien über den Einfluß der meteorologischen Elemente auf die Gewitterbildung gemacht, indem er die Gewitterwahrscheinlichkeit als Funktion des Dampfdruckes, des Luftdruckes und der Lufttemperatur untersuchte. Von den drei Elementen zeigt der Dampfdruck die engste Koppelung mit den Gewittern. So

wächst in Potsdam die Wahrscheinlichkeit eines Gewitters bereits auf mehr als 50% an, wenn der Dampfdruck 13 mm überschreitet.

Anläßlich von Untersuchungen der Verfasser über die Schwüle in Basel und Mailand [2] zeigte sich nun, daß die schwülen Tage — das sind laut Definition solche, an denen der Dampfdruck zu irgendeinem der drei Beobachtungstermine 14,1 mm erreicht oder überschreitet — an den beiden Orten durchaus nicht die Anzahl von Gewittern aufweisen, die nach der Kurve von R. Scherhag zu erwarten ist. Das veranlaßte uns, die Verhältnisse an den genannten Orten genauer zu untersuchen.

2. Das Material.

Die Beziehung zwischen Dampfdruck und Gewitterwahrscheinlichkeit wurde für folgende Orte untersucht: Mailand (Periode 1901 bis 1930), Basel (Periode 1930 bis 1950) und Davos (1935 bis 1949). Teilweise wurden auch noch kürzere Meßreihen von Locarno-Monti (fünf Jahre) und Venegono (λ 8° 55′; φ 45° 44′; h 408 m, sechs Jahre) verwertet. Der Dampfdruck wird in Mailand mit einem aspirierten Psychrometer nach August gemessen, in Basel mit einem nicht-aspirierten Psychrometer und in Davos mit dem Standard-Instrument, dem Aßmannschen Aspirationspsychrometer. Auch die Station Venegono verwendet nicht-aspirierte Psychrometer, während in Locarno-Monti die Messungen mit dem Aspirationspsychrometer durchgeführt werden. Bekanntlich existieren für nicht-aspirierte Psychrometer besondere Dampfdrucktabellen von Jelinek, in denen die Fehler der August-Psychrometer einigermaßen ausgeglichen werden. Während sich die Differenzen zwischen den verschiedenen Instrumenten zur Messung des Dampfdruckes bei der Bestimmung der schwülen Tage stark auswirken können, da es hier nur um die Erreichung oder Überschreitung des Grenzwertes des Dampfdruckes von 14,1 mm geht, dürften die instrumentellen Fehler bei der Berechnung der Gewitterwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Dampfdruck weniger ins Gewicht fallen. Größere Unsicherheit entsteht durch die Art der Zählung der Gewittertage. In den meisten Netzen ist ein Gewittertag ein solcher, an dem ein Donner gehört wurde, handle es sich nun um ein Nah- oder Ferngewitter. In den schweizerischen Klimatabellen hingegen werden nur die Tage als Gewittertage gezählt, an denen an der Station ein Nahgewitter beobachtet wurde. Um vergleichbares Material zu erhalten, wurden für die hier aufgeführten schweizerischen Stationen neue Auszählungen vorgenommen, indem wir uns der am meisten verbreiteten Definition anschlossen: „Als Tage mit Gewittern sind alle Tage zu zählen, an denen wenigstens ein Donner gehört worden ist.“ Zu den Stationen Mailand und Venegono ist folgendes zu bemerken: In Mailand gelten als Gewittertage solche, an denen in der Zone von Mailand ein Gewitter festgestellt wurde; für die Station Venegono haben wir aus den Beobachtungen alle die Tage notiert, an denen Fern- oder Nahgewitter auftraten; die Tage, an denen nur Wetterleuchten beobachtet wurde, wurden nicht berücksichtigt [3]. Inwieweit eine Gewitterstatistik vollständig

ist, läßt sich auch bei sehr guten Beobachtern kaum sicher beurteilen. Es kann wohl kein Zweifel darüber bestehen, daß ein gewisser Prozentsatz von Gewittern immer der Beobachtung entgehen wird; das gilt vor allem für die nächtlichen Gewitter.

3. Die Ergebnisse.

Um unsere Werte mit denen von R. Scherhag vergleichen zu können, beschränken wir uns hier vorderhand auf die Monate Mai bis August. Die Häufigkeit der einzelnen Werte der Tagesmittel des Dampfdruckes an Gewittertagen und an allen Tagen wurde wie bei R. Scherhag zunächst in Stufen von 1 zu 1 mm Hg ausgezählt, beginnend mit 5,0 mm Hg. Der Quotient dieser beiden Größen stellt die Gewitterwahrscheinlichkeit bei bestimmten Dampfdruckwerten dar. Um nun einerseits den Vergleich auch mit kürzeren Perioden zu ermöglichen und anderseits die Abhängigkeit für die einzelnen Monate festlegen zu können, haben wir die Dampfdruckwerte später in Stufen von 3 zu 3 mm zusammengefaßt. Diese sind in Tab. 1 zusammengestellt.

Tabelle 1. *Dampfdruck und Gewitterwahrscheinlichkeit in Prozenten in Potsdam, Basel, Davos, Mailand, Locarno-Monti und Venegono (Mai—August).*

A_e = Anzahl der Tage mit Tagesmitteln des Dampfdruckes von .....
$A_{\lceil\searrow}$ = Anzahl der Gewittertage mit Tagesmitteln des Dampfdruckes von .....
W = Gewitterwahrscheinlichkeit $= \frac{A_{\lceil\searrow}}{A_e} \cdot 100.$

Dampfdruck	Potsdam			Basel			Davos		
mm Hg	A_e	$A_{\lceil\searrow}$	W %	A_e	$A_{\lceil\searrow}$	W %	A_e	$A_{\lceil\searrow}$	W %
5— 8	675	43	6,4	293	9	3,1	1095	98	8,9
8—11	1538	239	15,5	1111	130	11,7	356	85	23,9
11—14	721	256	35,5	947	265	28,0	5	3	60,0
14—17	59	45	76,3	201	88	43,8	—	—	—
17—20	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Dampfdruck	Mailand			Locarno-Monti			Venegono		
mm Hg	A_e	$A_{\lceil\searrow}$	W %	A_e	$A_{\lceil\searrow}$	W %	A_e	$A_{\lceil\searrow}$	W %
5— 8	349	38	10,9	72	7	9,7	88	14	15,9
8—11	1169	157	13,4	201	52	25,9	46	215	21,4
11—14	1512	330	21,8	236	97	41,1	50	279	17,9
14—17	578	133	23,0	90	53	58,9	33	137	24,1
17—20	30	7	23,3	10	3	30,0	—	—	—

Obwohl es sich bei den ersten vier Stationen um ziemlich lange Beobachtungsreihen handelt, streuen die Werte der Gewitterwahrscheinlichkeit als Funktion des Dampfdruckes immer noch merkbar. Der Verlauf der Kurven wird zudem bei hohen Dampfdruckwerten wegen der kleinen Zahl der Fälle recht unsicher; eine Extrapolation darf nur mit äußerster Vorsicht vorgenommen werden. Abb. 1 zeigt die Kurven für die einzelnen Stationen

unter Zugrundelegung der Werte der Tab. 1. Die ursprüngliche Scherhagsche Kurve, die in seinem Werk „Wetteranalyse und Wetterprognose" (1948, S. 279) nach Stufen des Dampfdruckes von 1 zu 1 mm dargestellt ist, wird durch die Zusammenfassung nach Dampfdruckwerten von 3 zu 3 mm nicht wesentlich verändert. Für Venegono haben wir keine Kurve gezeichnet, da die Werte zu stark streuen und wohl nur in der Größenordnung richtig sind.

Wie aus Abb. 1 ersichtlich ist, haben die Kurven von Davos, Potsdam, Basel und Locarno-Monti alle einen ähnlichen Verlauf: mit steigendem Dampfdruck nimmt die Gewitterwahrscheinlichkeit mehr oder weniger

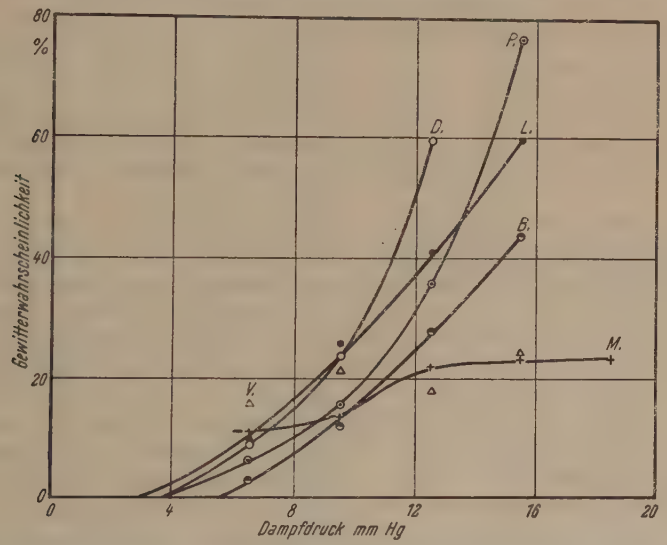

Abb. 1. Beziehung zwischen Dampfdruck und Gewitterwahrscheinlichkeit an den Stationen Potsdam (P), Basel (B), Davos (D), Mailand (M), Locarno-Monti (L) und Venegono (V).

rasch zu. Eine wesentlich andere Form finden wir in Mailand, wo der Zusammenhang zwischen Dampfdruck und Gewitterwahrscheinlichkeit sehr viel lockerer ist. Man wäre geneigt, diese Tatsache dem Stadtklima dieser Millionenstadt zuzuschreiben. Aber die Werte von Mailand werden ganz entschieden von jenen von Venegono gestützt, das klimatisch schon für die lombardische Tiefebene charakteristisch ist. Auf alle Fälle sehen wir, daß für die einzelnen Stationen die Gewitterwahrscheinlichkeiten als Funktion des Dampfdruckes recht verschieden sind. Bei einem Dampfdruck von 12 mm finden wir für Davos 51%, Locarno-Monti 37%, Potsdam 31%, Basel 25% und Mailand 21%. Zur Kurve von Davos sei noch bemerkt, daß der letzte Punkt der Kurve wohl nicht genügend gesichert ist und daß größere Tagesmittel des Dampfdruckes als 13 mm in dieser Höhenlage nicht vorkommen.

Die in Abb. 1 dargestellten Kurven beziehen sich, wie wir bereits erwähnten, auf die ganze Zeitspanne Mai bis August, und es entsteht daher

die Frage, wie der Verlauf der Kurven in den einzelnen Monaten ist. In Abb. 2 haben wir für Basel die Gewitterwahrscheinlichkeit in Funktion des Dampfdruckes für die einzelnen Monate dargestellt, weil hier die Verhältnisse am klarsten liegen. Berücksichtigt man die Tatsache, daß auch die Gruppenwerte noch ziemlich stark streuen, so findet man, daß die Neigung der Kurven für die einzelnen Monate in den gut belegten Teilen der Kurven nicht so sehr verschieden ist. Wir haben es hier zur Hauptsache mit einer Parallelverschiebung zu tun. Diese Parallelverschiebung bedeutet aber, daß einem bestimmten Dampfdruckwert in den einzelnen Monaten ganz verschiedene Gewitterwahrscheinlichkeiten zugeordnet sind, die im Beispiel von Basel von Mai bis August immer kleiner werden. Für die Stationen Mailand und Davos liegen die Verhältnisse nicht so einfach. Während die Werte von Mailand sehr stark streuen, zeigen die Davoser Werte in den einzelnen Monaten weder so große, noch so eindeutige Unterschiede wie Basel. Für Locarno-Monti und Venegono sind die Beobachtungsperioden zu kurz, als daß man einigermaßen gesicherte monatliche Kurven konstruieren könnte. Aber auch bei Mailand und Davos tritt die für Basel festgestellte Verschiebung der Kurven noch klar in Erscheinung, wenn man die Monate Mai und Juni einerseits, Juli und August anderseits zusammenfaßt.

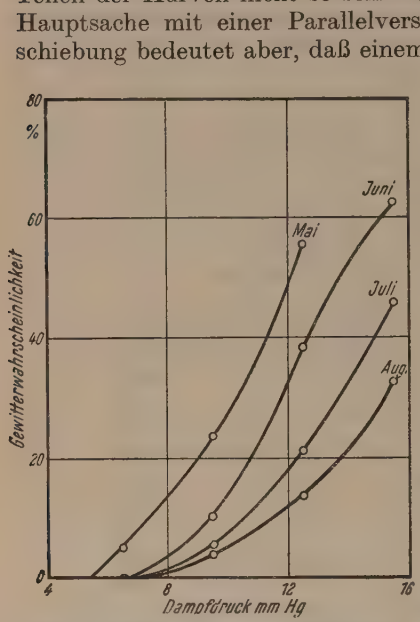

Abb. 2. Beziehung zwischen Dampfdruck und Gewitterwahrscheinlichkeit in Basel in den Monaten Mai, Juni, Juli und August.

Diese Parallelverschiebung kann durch den jahreszeitlichen Gang der Gewitterhäufigkeit wohl nicht erklärt werden, denn in Basel z. B. finden wir in den Monaten Mai bis August folgende Anzahl von Gewittertagen (Summen 1930 bis 1950): Mai = 110; Juni = 147; Juli = 114; August = = 112.

Wir haben dann noch in Tabelle 2 die Gewitterwahrscheinlichkeit für Mailand, Basel, Davos, Locarno-Monti und Venegono für zwei große Gruppen des Dampfdruckes (5,1 bis 10,0 mm und 10,1 bis 15,0 mm) sehr summarisch zusammengefaßt und bei Basel und Mailand auch noch die Monate März, April, September, Oktober und November hinzugenommen. Auch aus dieser Tabelle geht klar hervor, wie verschieden die Gewitterwahrscheinlichkeit im Laufe des Jahres für bestimmte Werte des Dampfdruckes ist. Diese Feststellung dürfte praktisch von Bedeutung sein, da sie zeigt, wie sehr die Anwendung einer brauchbaren Regel auf eine relativ kurze Zeitspanne beschränkt ist.

Tabelle 2. *Jahresgang der Gewitterwahrscheinlichkeit in Prozenten in Abhängigkeit vom Dampfdruck.*

Dampfdruck 5,1—10,0 mm.

Ort	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI
Mailand	3,4	10,6	13,8	**14,5**	12,1	5,8	5,3	3,3	1,6
Basel	3,9	7,7	**13,3**	7,1	5,1	5,3	1,9	—	—
Davos	—	—	8,1	11,2	**16,7**	11,5	4,5	—	—

Dampfdruck 10,1—15,0 mm.

Ort	V	VI	VII	VIII	IX	X
Mailand	15,9	**24,4**	23,5	17,0	13,9	(5,2)
Basel	**40,3**	34,7	19,0	19,7	15,9	—
Locarno-Monti ..	30,5	**50,7**	39,6	40,6	15,2	—
Venegono	20,7	22,5	**22,7**	10,4	—	—

Es dürfte recht schwierig sein, für den jahreszeitlichen Gang der Korrelationen wie auch für die Unterschiede von Station zu Station eine Erklärung zu geben, die mehr als nur hypothetischen Charakter hat. Man müßte für eine einwandfreie Erklärung über viel genauere Angaben verfügen. So wäre z. B. eine Trennung nach Gewitterarten laut der Gewitterklassifikation von Namias [*4*] notwendig, die allerdings die Bearbeitung des aerologischen Beobachtungsmaterials voraussetzt. Leider ist das aerologische Material für eine Gewitterforschung heute noch ganz ungenügend, da die meisten Radiosondenaufstiege nachts oder in den frühen Morgenstunden vorgenommen werden. Es wäre schon ein großer Fortschritt, wenn während der sommerlichen Gewitterperioden mehrere Aufstiege im Laufe des Tages gemacht werden könnten.

Die hier vorliegende kleine Mitteilung verfolgt vor allem den Zweck, darauf hinzuweisen, wie schwierig und komplex das ganze Problem des Zusammenhangs zwischen Gewitter und Dampfdruck ist, und daß man die Ergebnisse eines Ortes nicht ohne weiteres auf einen anderen übertragen darf.

Herrn P.-D. Dr. W. Mörikofer (Davos) danken wir für die Überlassung der Originalbeobachtungen aus dem Physikalisch-Meteorologischen Observatorium in Davos, aus denen wir die für uns nötigen Werte berechnen konnten.

Literaturverzeichnis.

1. Scherhag, R.: Der Einfluß der meteorologischen Elemente auf die Gewitterbildung. Meteorol. Z. 48, 201 (1931).
2. Bider, M. und Thams, J. C.: Die Schwüle meteorologisch betrachtet. Verhandl. Schweiz. Naturf. Ges., Davos 1950, 151.
3. Annuari Osservatorio di Fisica Terrestre del Seminario Arcivescovile di Milano.
4. s. Chromow, S. P.: Einführung in die synoptische Wetteranalyse. Wien 1940, S. 122.

550.341 : 534.647.001

(Institut für Geophysik der Eidg. Technischen Hochschule, Zürich.)

Über mechanische Empfänger von Seismographen und Schwingungsmessern.

Von

F. Gassmann.

Mit 6 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Der mechanische Teil eines Seismographen, bestehend aus einem Pendel und eventuell einem vergrößernden Hebelsystem, wird als *mechanischer Empfänger* des Seismographen bezeichnet; es ist vorausgesetzt, daß er einen Freiheitsgrad besitzt. u ist der Indikator des mechanischen Empfängers. Die Bewegungen des Gestelles, in dem das Seismographenpendel montiert ist (d. h. des Koordinatensystems O_y), sind gegeben durch den Vektor $\bar{\mathfrak{q}}$, der die Translationen des Gestelles beschreibt, und den Tensor Θ, durch den die Rotationen bestimmt sind. Mit Hilfe der Gl. (17) bis (21)* kann die Indikatorgleichung auch unter Berücksichtigung nicht-linearer Glieder aufgestellt werden. Die Gl. (25) ist die lineare Form der Indikatorgleichung. Die Störungsfunktion $G(t)$ auf der rechten Seite der Gl. (25) kann in die einfache Form (32) gebracht werden, wenn man für das Gestell O_y beliebige, im allgemeinen nicht kleine, Bewegungen annimmt. Die Vektoren $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$ und der symmetrische Tensor C sind Instrumentalkonstanten, welche *Übertragungsfaktoren* genannt werden. Die Vektoren $\mathfrak{w}$ und $\mathfrak{P}$ und der symmetrische Tensor S hängen von der Bewegung von O_y ab. Es wird gezeigt, in welcher Weise diese Faktoren von der Lage des Koordinatensystems O_y in bezug auf das Gestell abhängen. Mit Hilfe der Übertragungsfaktoren wird eine Klassifikation aller nur denkbaren mechanischen Empfänger mit einem Freiheitsgrad durchgeführt. Es wird ein Additionstheorem für solche Empfänger aufgestellt; es erlaubt die Zusammenstellung von einfachen Modellen für die verschiedenen Typen von mechanischen Empfängern.

Summary. The mechanical part of a seismograph, consisting of a pendulum often supplied by a mechanical system of magnification, is called the *mechanical receiver* of the seismograph. The receiver is assumed to have one degree of freedom. u is the indicator of the receiver. The motions of the case containing

* Die im Text in runden Klammern angegebenen Zahlen beziehen sich auf die Nummern der Abschnitte.

the receiver (system O_y) are given by the vector $\bar{\mathfrak{q}}$ describing the translations and the tensor Θ describing the rotations. By means of the equations (17) to (21), the indicator equation can be established, non-linear terms being included. (25) is the linear form of the indicator equation. The motion of O_y being assumed arbitrary and generally not small, the right hand term $G(t)$ of (25) can be put in the simple form (32). The vectors $\mathfrak{A}$ and $\mathfrak{B}$ and the symmetrical tensor C are instrumental constants, called *response factors*, the vectors $\mathfrak{w}$ and $\mathfrak{P}$ and the symmetrical tensor S depend on the motion of O_y. It is shown, in which way the response factors depend on the system of coordinates O_y chosen. By aid of these factors all possible types of mechanical receivers of one degree of freedom have been classified. An addition theorem for mechanical receivers has been established and applied to the construction of simple models of such receivers.

Résumé. La partie mécanique d'un sismographe est un pendule, éventuellement muni de leviers amplificateurs. Cette partie est nommée *récepteur mécanique* du sismographe. On suppose qu'elle possède un degré de liberté. Les déplacements u de l'indicateur relatifs au support sont supposés petits. Au contraire les mouvements du support O_y sont arbitraires; ils sont donnés par le vecteur $\bar{\mathfrak{q}}$ (translations) et le tenseur Θ (rotations). A l'aide des équations (17) à (21) on peut établir l'équation de l'indicateur, membres non linéaires inclus. L'équation linéaire (25) est la forme la plus simple de l'équation de l'indicateur. Le second membre $G(t)$ de l'équation (25), nommé «fonction d'excitation», peut être mis à la forme simple (32). Les vecteurs $\mathfrak{A}$ et $\mathfrak{B}$ et le tenseur symétrique C, nommés «facteurs de transmission» sont des grandeurs caractéristiques du récepteur. Les vecteurs $\mathfrak{w}$ et $\mathfrak{P}$ et le tenseur symétrique S dépendent du mouvement de O_y. On démontre la connexion entre ces facteurs et la position du système O_y de coordonnées par rapport au support auquel il est fixé. A l'aide des facteurs de transmission toutes les formes possibles de récepteurs mécaniques d'un degré de liberté ont été classifiées. Un théorème d'addition pour les récepteurs mécaniques a été établi. A l'aide de ce théorème, des modèles simples des différents types de récepteurs ont été construits.

I. Einleitung.

1. Der wesentliche Bestandteil eines Seismographen oder eines Schwingungsmessers, der auf dem seismographischen Prinzip beruht, ist ein Pendel oder ein mehr oder weniger kompliziertes mechanisches System, das Schwingungen um eine stabile Gleichgewichtslage ausführen kann und *Gehänge* genannt wird. Mit Hilfe des Gehänges werden Bodenbewegungen entweder direkt mechanisch registriert, oder es werden optische oder elektrische Übertragungssysteme damit gesteuert, welche ihrerseits die Registrierung besorgen. Da das Gehänge auf mechanischem Wege die Bodenschwingungen empfängt und weiterleitet, sei es mechanischer Empfänger genannt. Es sollen im folgenden nur mechanische Empfänger *mit einem Freiheitsgrad* betrachtet werden.

2. Will man Seismographen und Schwingungsmesser als Meßinstrumente mit angebbarer Genauigkeit benützen, so hat man ihre Instrumentalfehler zu berücksichtigen. Eine Unterlage dafür bildet eine genügend allgemeine Bewegungsgleichung des mechanischen Empfängers,

sowie die Betrachtung der Einwirkung von genügend allgemeinen Bodenbewegungen auf den Empfänger. Die vorliegende Arbeit gibt in dieser Hinsicht einige notwendige Ergänzungen zur Theorie der mechanischen Empfänger.

II. Tensoren.

3. Die nachfolgende Theorie der mechanischen Empfänger gewinnt sehr an Übersichtlichkeit, wenn man sich einiger Begriffe und Tatsachen der Tensorrechnung bedient, die hier zusammengestellt seien. Für Begründungen und Einzelheiten sei auf die Literatur, z. B. auf [*1*], verwiesen.

4. Ein Satz von drei Größen v_1, v_2, v_3 (= Vektor $\mathfrak{v}$) sei mit einem zweiten Satz v_1', v_2', v_3' (= Vektor $\mathfrak{v}'$) durch folgende linearen Gleichungen verbunden:

$$\begin{aligned} v_1' &= v_1 D_{11} + v_2 D_{12} + v_3 D_{13} \\ v_2' &= v_1 D_{21} + v_2 D_{22} + v_3 D_{23} \\ v_3' &= v_1 D_{31} + v_2 D_{32} + v_3 D_{33} \end{aligned}$$

Das Koeffizientenschema der D_{jk} definiert einen Tensor, der folgendermaßen bezeichnet werde:

$$\begin{pmatrix} D_{11} & D_{12} & D_{13} \\ D_{21} & D_{22} & D_{23} \\ D_{31} & D_{32} & D_{33} \end{pmatrix} = ((D_{jk})) = D$$

($_j$ = Zeilenindex, $_k$ = Kolonnenindex).

Die drei linearen Gleichungen werden dann folgendermaßen symbolisch in einer Gleichung geschrieben:

$$\mathfrak{v}' = \mathfrak{v}\, D.$$

5. Ist α eine skalare Größe, so ist

$$\alpha D = D \alpha = ((\alpha D_{jk})).$$

Ist $D' = ((D'_{jk}))$, so ist

$$D + D' = ((D_{jk} + D'_{jk})).$$

Sind die D_{jk} Funktionen einer Variablen t, so ist

$$\frac{d^n D}{dt^n} = \left(\left(\frac{d^n D_{jk}}{dt^n}\right)\right).$$

6. Ist $D_{kj} = D_{jk}$, so ist $((D_{jk}))$ ein symmetrischer Tensor. Ist $D_{kj} = -D_{jk}$ (also $D_{jj} = 0$), so ist $((D_{jk}))$ ein antisymmetrischer Tensor.

7. Ist $D = \overline{D} + \overline{\overline{D}}$, so ist $\overline{D} = \frac{1}{2}((D_{jk} + D_{kj}))$ der symmetrische, $\overline{\overline{D}} = \frac{1}{2}((D_{jk} - D_{kj}))$ der antisymmetrische Bestandteil von D.

8. Ist $\mathfrak{v}' = \mathfrak{v}\, D$, $\mathfrak{v}'' = \mathfrak{v}'\, D'$
so ist der Tensor

$$D'' = ((D_{jk}'')) = ((D_{j1}'\, D_{1k} + D_{j2}'\, D_{2k} + D_{j3}'\, D_{3k})) = D' \times D$$

das Tensorprodukt von D' und D und

$$D'D = DD' = D_{11}'' + D_{22}'' + D_{33}''$$

das skalare Produkt.

9. Das skalare Produkt eines symmetrischen und eines antisymmetrischen Tensors ist Null.

10. $\mathrm{E} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$ = Einheitstensor.

11. Der zu D reziproke Tensor D^{-1} ist definiert durch die Gleichung

$$D^{-1} \times D = E$$

12. Der Tensor $(\mathfrak{v}; \mathfrak{v}') = ((\mathfrak{v}'_j v_k))$ ist das dyadische oder GIBBSsche Produkt der beiden Vektoren $\mathfrak{v}$ und $\mathfrak{v}'$.

III. Bewegungsgleichung des mechanischen Empfängers.

13. $O_x\,(x_1, x_2, x_3)$ sei ein im Raume festes rechtwinkliges Koordinatensystem mit den Einheitsvektoren $\bar{e}_1$, $\bar{e}_2$, $\bar{e}_3$ in den positiven Achsenrichtungen. $O_y\,(y_1, y_2, y_3)$ sei ein mit dem Gestell des mechanischen Empfängers fest verbundenes rechtwinkliges Koordinatensystem mit den Einheitsvektoren e_1, e_2, e_3 in den positiven Achsenrichtungen.

14. Ein Vektor $\mathfrak{v}$ besitze im System O_y die Komponenten v_1, v_2, v_3, so daß $\mathfrak{v} = v_1 e_1 + v_2 e_2 + v_3 e_3$. Läßt sich das System O_y mit dem System O_x durch eine Parallelverschiebung zur Deckung bringen, so besitzt $\mathfrak{v}$ im System O_x die gleichen Komponenten. Ist jedoch zur Erreichung der Deckung eine Drehung erforderlich, so seien $\bar{v}_1$, $\bar{v}_2$, $\bar{v}_3$ die Komponenten von $\mathfrak{v}$ im System O_x. Es bestehen dann die drei Gleichungen

$$\begin{aligned} v_1 &= \bar{v}_1 \Theta_{11} + \bar{v}_2 \Theta_{12} + \bar{v}_3 \Theta_{13}, \\ v_2 &= \bar{v}_1 \Theta_{21} + \bar{v}_2 \Theta_{22} + \bar{v}_3 \Theta_{23}, \\ v_3 &= \bar{v}_1 \Theta_{31} + \bar{v}_2 \Theta_{32} + \bar{v}_3 \Theta_{33}. \end{aligned}$$

Die orthogonale Matrix $((\Theta_{jk}))$ bestimmt die Drehung des Systems O_y gegenüber dem System O_x, und entsprechend (4) sollen die drei Gleichungen abgekürzt $\mathfrak{v} = \bar{\mathfrak{v}}\,\Theta$ geschrieben werden, d. h. $\bar{\mathfrak{v}}$ ist die abgekürzte Bezeichnung für den Vektor $\mathfrak{v}$, dargestellt in Komponenten im System O_x. Entsprechend (11) lauten die drei Gleichungen, nach $\bar{v}_1$, $\bar{v}_2$, $\bar{v}_3$ aufgelöst, $\bar{\mathfrak{v}} = \mathfrak{v}\,\Theta^{-1}$.

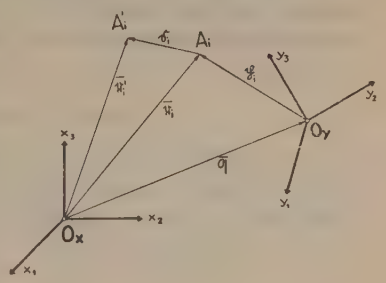

Abb. 1.

15. Die Bewegungen des Gestells des mechanischen Empfängers im Raume lassen sich beschreiben durch Angabe des Vektors $\bar{\mathfrak{q}} = \overrightarrow{O_x O_y}$ und des Tensors Θ als Funktion der Zeit t.

16. Das Gehänge des Seismographen ist ein System von Massenelementen m_1, $m_2, \ldots, m_i, \ldots$ (Der Index i soll sich im folgenden stets auf das Massenelement m_i beziehen.) Da das Gehänge nur einen Freiheitsgrad besitzen soll, ist die Lage aller Massenelemente eindeutig bestimmt durch eine einzige Lagekoordinate u (z. B. Ausschlag der Spitze eines Registrierzeigers, Ausschlag einer Tauchspule usw.). u soll der Indikator des mechanischen Empfängers genannt werden. Für $u = 0$ befinde sich das Massenelement m_i im Punkt A_i, für irgendein $u \neq 0$ im Punkte A_i'. In Abb. 1 sind einige im folgenden verwendete Vektoren

angegeben, wobei gemäß (14) $\bar{\mathfrak{q}}$, $\bar{\mathfrak{r}}_i$, $\bar{\mathfrak{r}}_i'$ mit Komponenten bezogen auf das System O_x, $\mathfrak{p}_i$ und $\mathfrak{s}_i$ mit Komponenten, bezogen auf das System O_y, gegeben gedacht werden.

17. Der Zusammenhang zwischen dem Indikator $u\,(t)$ und dem Ausschlagsvektor $\mathfrak{s}_i = \overrightarrow{A_i A_i'}$ sei durch folgende, für hinreichend kleine Werte von $|u|$ konvergente Potenzreihe gegeben:

$$\mathfrak{s}_i = \mathfrak{a}_i u + \frac{1}{2}\mathfrak{a}_i' u^2 + \frac{1}{6}\mathfrak{a}_i'' u^3 + \ldots$$

$\mathfrak{a}_i$, $\mathfrak{a}_i'$, $\mathfrak{a}_i''$, ... sind relativ zum Gestell, d. h. zum System O_y feste, also von t unabhängige Vektoren.

18. $\bar{\mathfrak{g}}$ sei der relativ zum System O_x konstante Vektor der Schwerebeschleunigung. Auf das Massenelement m_i soll außer dem Eigengewicht $\bar{\mathfrak{g}}\, m_i$ eine resultierende Kraft $m_i \mathfrak{h}_i$ wirken (zusammengesetzt aus Federungskräften, Bewegungswiderständen usw.), die folgendermaßen mit dem Indikator zusammenhängen soll:

$$\mathfrak{h}_i = \mathfrak{h}_{i0} + \mathfrak{h}_{i1} u + \mathfrak{h}_{i1}' \dot{u} + \frac{1}{2}\mathfrak{h}_{i2} \dot{u}^2 + \mathfrak{h}_{i2}' u \dot{u} + \frac{1}{2}\mathfrak{h}_{i2}'' \dot{u}^2 + \ldots$$

Die Koeffizientenvektoren $\mathfrak{h}_{i0}$, $\mathfrak{h}_{i1}$, ... seien relativ zum Gestell konstante Vektoren. (Punkte über den Buchstaben bedeuten Ableitungen nach t.)

19. Zur Aufstellung der Bewegungsgleichung des Gehänges sei das Prinzip der virtuellen Verrückungen verwendet, wobei eine mit den Führungen verträgliche Verrückung gewählt werde. Da es sich um eine Relativbewegung handelt (Bewegung des Gehänges relativ zum Gestell, d. h. zum System O_y), sind zu den in (18) genannten Kräften die Trägheitskraft $-m_i \ddot{\mathfrak{s}}_i$ und die Größe $-m_i \mathfrak{w}_i$ hinzuzufügen, wo $\mathfrak{w}_i$ die absolute Beschleunigung des mit dem Gestell fest verbunden gedachten Punktes A_i', bezogen auf das System O_y ist. Die Coriolisbeschleunigung liefert hingegen keinen Beitrag zur Bewegungsgleichung. Das Prinzip der virtuellen Verrückungen liefert die Gleichung

$$\sum_i m_i (\bar{\mathfrak{g}}\,\Theta + \mathfrak{h}_i - \ddot{\mathfrak{s}}_i - \mathfrak{w}_i)\,\delta\,\mathfrak{s}_i = 0.$$

$\bar{\mathfrak{g}}\,\Theta$ ist darin die Schwerebeschleunigung, bezogen auf das System O_y, $\delta\,\mathfrak{s}_i$ die virtuelle Verrückung des Massenpunktes m_i.

20. Aus (17) ergibt sich

$$\delta\mathfrak{s}_i = \left(\mathfrak{a}_i + \mathfrak{a}_i' u + \frac{1}{2}\mathfrak{a}_i'' u^2 + \ldots\right)\cdot \delta u,$$

$$\ddot{\mathfrak{s}}_i = \mathfrak{a}_i \ddot{u} + \mathfrak{a}_i' (u\ddot{u} + \dot{u}^2) + \frac{1}{2}\mathfrak{a}_i'' u (u\ddot{u} + 2\dot{u}^2) + \ldots$$

21. Aus Abb. 1 liest man den Ausdruck für $\mathfrak{w}_i$, bezogen auf das System O_y, ab, nämlich

$$\mathfrak{w}_i = \frac{d^2\bar{\mathfrak{r}}_i'}{dt^2}\,\Theta = \frac{d^2}{dt^2}\,[\bar{\mathfrak{q}} + (\mathfrak{p}_i + \mathfrak{s}_i)\,\Theta^{-1}]\,\Theta$$

$$= \ddot{\bar{\mathfrak{q}}}\,\Theta + \left[(\mathfrak{p}_i + \mathfrak{s}_i)\frac{d^2\Theta^{-1}}{dt^2}\right]\Theta = \ddot{\bar{\mathfrak{q}}}\,\Theta + (\mathfrak{p}_i + \mathfrak{s}_i)\left(\Theta \times \frac{d^2\Theta^{-1}}{dt^2}\right).$$

22. Setzt man den Ausdruck (17) für $\ddot{\xi}_i$ in (21) und dann die Ausdrücke (18), (20) und (21) in (19) ein, so erhält man die gesuchte Bewegungsgleichung des Gehänges in Form einer Differentialgleichung für $u\,(t)$.

23. Die Elemente Q_{jk} des Tensors $Q = ((Q_{jk})) = \Theta \times \frac{d^2\Theta^{-1}}{dt^2}$ sind identisch mit den gleichbezeichneten Größen in [*2*, *3* und *4*].

24. Es seien noch folgende Abkürzungen eingeführt:

$$m_0 = \sum_i m_i\,\mathfrak{a}_i^2, \qquad \mathfrak{b}_i = \frac{m_i}{m_0}\,\mathfrak{a}_i, \qquad \mathfrak{b}_i' = \frac{m_i}{m_0}\,\mathfrak{a}_i';$$

$$\mathfrak{A} = \sum_i \mathfrak{b}_i, \qquad \mathfrak{A}' = \sum_i \mathfrak{b}_i';$$

$$h_0 = -\sum_i \mathfrak{h}_{i0}\,\mathfrak{b}_i, \quad h_0' = -\sum_i \mathfrak{h}_{i0}\,\mathfrak{b}_i';$$

$$h_1 = -\sum_i \mathfrak{h}_{i1}\,\mathfrak{b}_i, \qquad \gamma = -\frac{1}{2}\sum_i \mathfrak{h}_{i1}'\,\mathfrak{b}_i;$$

$$G_1 = \sum_i \mathfrak{b}_i\,(\mathfrak{p}_i\,Q), \quad G_1' = \sum_i \mathfrak{b}_i'\,(\mathfrak{p}_i\,Q);$$

$$G_2 = \sum_i \mathfrak{b}_i\,(\mathfrak{a}_i\,Q), \qquad \mathfrak{w} = (\ddot{\mathfrak{q}} - \mathfrak{q})\,\Theta;$$

$$G\,(t) = -\mathfrak{A}\,\mathfrak{w} - G_1.$$

25. Berücksichtigt man im Resultat von (22) nur die in u und ihren Ableitungen linearen Glieder, so erhält man als erste Annäherung für genügend kleine Bewegungen des Gehänges folgende lineare Differentialgleichung für u:

$$\ddot{u} + 2\,\gamma\,\dot{u} + (h_1 + h_0' + \mathfrak{A}'\,\mathfrak{w} + G_2 + G_1')\,u + h_0 = G\,(t).$$

Bei beliebigen Bewegungen des Gestells enthält der Koeffizient von u den zeitlich variablen Bestandteil $\mathfrak{A}'\,\mathfrak{w} + G_2 + G_1'$, der aber in vielen Fällen gegenüber dem zeitlich konstanten Anteil $h_1 + h_0'$ vernachlässigt werden kann. In diesem Falle kommt der Einfluß der Gestellbewegung auf u einzig vermittelst der rechten Seite der Gleichung, also der Störungsfunktion $G\,(t)$, zustande.

IV. Die Störungsfunktion.

26. Um einen Überblick über die Art und Weise zu gewinnen, in der die Bewegungen des Gestells auf das Gehänge einwirken, ist die Störungsfunktion $G\,(t)$ in eine geeignete Form zu bringen. Zu diesem Zwecke sei zunächst der Tensor Q gemäß (7) in seinen symmetrischen Bestandteil S und seinen antisymmetrischen U zerlegt:

$$Q = S + U;$$

$$S = ((S_{jk})), \qquad S_{jk} = \frac{1}{2}\,(Q_{jk} + Q_{kj});$$

$$U = ((U_{jk})), \qquad U_{jk} = \frac{1}{2}\,(Q_{jk} - Q_{kj}).$$

27. Entsprechend zerfällt G_1 in zwei Bestandteile

$$G_1 = G_S + G_U, \qquad G_S = \sum_i \mathfrak{b}_i\,(\mathfrak{p}_i\,S);$$

$$G_U = \sum_i \mathfrak{b}_i\,(\mathfrak{p}_i\,U).$$

28. Allgemein läßt sich, solange man sich auf rechtshändige Systeme O_y beschränkt, das Produkt eines Vektors $\mathfrak{p}_i$ mit einem antisymmetrischen Tensor U als Vektorprodukt schreiben:

$$\mathfrak{p}_i \, U = [\mathfrak{P}, \mathfrak{p}_i],$$

wobei

$$\mathfrak{P} = U_{32}\,\mathfrak{e}_1 + U_{13}\,\mathfrak{e}_2 + U_{21}\,\mathfrak{e}_3.$$

29. Danach ist

$$G_U = \sum_i \mathfrak{b}_i\,[\mathfrak{P}, \mathfrak{p}_i] = \mathfrak{P} \sum_i [\mathfrak{p}_i, \mathfrak{b}_i] = \mathfrak{P}\,\mathfrak{B},$$

$$\mathfrak{B} = \sum_i [\mathfrak{p}_i, \mathfrak{b}_i].$$

30. Die Komponentendarstellung von $\mathfrak{p}_i$ und $\mathfrak{b}_i$ im System O_y sei

$$\mathfrak{p}_i = p_{i1}\,\mathfrak{e}_1 + p_{i2}\,\mathfrak{e}_2 + p_{i3}\,\mathfrak{e}_3,$$
$$\mathfrak{b}_i = b_{i1}\,\mathfrak{e}_1 + b_{i2}\,\mathfrak{e}_2 + b_{i3}\,\mathfrak{e}_3.$$

31. $$\mathfrak{b}_i\,(\mathfrak{p}_i\,S) = \sum_j \sum_k \mathfrak{b}_{ij}\,p_{ik}\,S_{jk}.$$

Nach (8) und (12) ist dies das skalare Produkt der beiden Tensoren S und $C_i'' = (\mathfrak{b}_i; \mathfrak{p}_i)$. Ist C_i der symmetrische, C_i' der antisymmetrische Bestandteil von C_i'', so ist nach (9) $C_i''\,S = (C_i + C_i')\,S = C_i\,S$. Durch Summation über alle Massenteilchen ergibt sich:

$$G_S = \sum_i C_i\,S = S \sum_i C_i = C\,S,$$

wobei

$$C = ((C_{jk})) = \sum_i C_i = \frac{1}{2} \sum_i \{(\mathfrak{b}_i; \mathfrak{p}_i) + (\mathfrak{p}_i; \mathfrak{b}_i)\},$$

$$C_{jk} = \frac{1}{2} \sum_i (p_{ij}\,b_{jk} + p_{ik}\,b_{ji}).$$

32. Für die Störungsfunktion $G\,(t)$ ergibt sich somit der Ausdruck

$$\underline{G\,(t) = -\,(\mathfrak{A}\,\mathfrak{w} + \mathfrak{B}\,\mathfrak{P} + C\,S).}$$

Die Vektoren $\mathfrak{w}$ und $\mathfrak{P}$ und der Tensor S sind Funktionen der Zeit, die durch die Bewegungen des Gestells bestimmt sind [s. dazu (36)], währenddem die Vektoren $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$ und der Tensor C Instrumentalkonstanten sind, die die Einwirkung der Bewegungen des Gestells auf das Gehänge bestimmen und daher Übertragungsfaktoren genannt seien.

33. Um den Zusammenhang der in (32) vorkommenden Größen $\mathfrak{P}$ und S mit den Bewegungen des Gestells anschaulich zu machen, soll G_1 noch auf eine andere Form gebracht werden:

$$\bar{\mathfrak{p}}_i = \mathfrak{p}_i\,\Theta^{-1}; \qquad \ddot{\bar{\mathfrak{p}}}_i = \mathfrak{p}_i \frac{d^2\Theta^{-1}}{dt^2}.$$

$$G_1 = \sum_i \mathfrak{b}_i\,(\mathfrak{p}_i\,Q) = \sum_i \mathfrak{b}_i \left\{\left(\mathfrak{p}_i \frac{d^2\Theta^{-1}}{dt^2}\right)\Theta\right\} = \sum_i \mathfrak{b}_i\,(\ddot{\bar{\mathfrak{p}}}_i\,\Theta).$$

34. $\bar{\mathfrak{e}}$ sei der auf das System O_x bezogene Einheitsvektor in Richtung der momentanen Rotationsachse des Gestells, ω die momentane Winkelgeschwindigkeit des Gestells. $\mathfrak{e} = \bar{\mathfrak{e}}\,\Theta = \varepsilon_1\,\mathfrak{e}_1 + \varepsilon_2\,\mathfrak{e}_2 + \varepsilon_3\,\mathfrak{e}_3$ ist der gleiche Einheitsvektor, bezogen auf das System O_y. ε_1, ε_2 und ε_3 sind

also die Richtungscosinusse der momentanen Rotationsachse in bezug auf die Koordinatenachsen y_1, y_2, y_3.

35. Die Spitze des Vektors $\mathfrak{p}_i$ ist fest mit dem Gestell verbunden. Ihre Geschwindigkeit, bezogen auf das System O_x, ist bekanntlich

$$\dot{\bar{\mathfrak{p}}}_i = [\omega\, \bar{\mathfrak{e}},\, \bar{\mathfrak{p}}_i] = \omega\, [\bar{\mathfrak{e}},\, \bar{\mathfrak{p}}_i].$$

Daraus folgt weiter

$$\begin{aligned}\ddot{\bar{\mathfrak{p}}}_i &= \dot{\omega}\, [\bar{\mathfrak{e}},\, \bar{\mathfrak{p}}_i] + \omega\, [\dot{\bar{\mathfrak{e}}},\, \bar{\mathfrak{p}}_i] + \omega\, [\bar{\mathfrak{e}},\, \dot{\bar{\mathfrak{p}}}_i];\\ &= \dot{\omega}\, [\bar{\mathfrak{e}},\, \bar{\mathfrak{p}}_i] + \omega\, [\dot{\bar{\mathfrak{e}}},\, \bar{\mathfrak{p}}_i] + \omega^2\, [\bar{\mathfrak{e}},\, [\bar{\mathfrak{e}},\, \bar{\mathfrak{p}}_i]];\\ &= \dot{\omega}\, [\bar{\mathfrak{e}},\, \bar{\mathfrak{p}}_i] + \omega\, [\dot{\bar{\mathfrak{e}}},\, \bar{\mathfrak{p}}_i] + \omega^2\, \{(\bar{\mathfrak{e}}\, \bar{\mathfrak{p}}_i)\, \bar{\mathfrak{e}} - \bar{\mathfrak{p}}_i\}.\end{aligned}$$

Im System O_y ausgedrückt, lautet diese Gleichung

$$\begin{aligned}\ddot{\mathfrak{p}}_i\, \Theta &= \dot{\omega}\, [\mathfrak{e},\, \mathfrak{p}_i] + \omega\, [\dot{\mathfrak{e}}\, \Theta,\, \mathfrak{p}_i] + \omega^2\, \{(\mathfrak{e}\, \mathfrak{p}_i)\, \mathfrak{e} - \mathfrak{p}_i\};\\ &= [\dot{\omega}\, \mathfrak{e} + \omega\, \dot{\mathfrak{e}}\, \Theta,\, \mathfrak{p}_i] + \omega^2\, \{(\mathfrak{e}\, \mathfrak{p}_i)\, \mathfrak{e} - \mathfrak{p}_i\}.\end{aligned}$$

Durch skalare Multiplikation mit $\mathfrak{b}_i$ und Summation über alle Massenelemente m_i ergibt sich daraus

$$\begin{aligned}G_1 &= \sum_i \mathfrak{b}_i\, [\dot{\omega}\, \mathfrak{e} + \omega\, \dot{\mathfrak{e}}\, \Theta,\, \mathfrak{p}_i] + \omega^2 \sum_i \{(\mathfrak{e}\, \mathfrak{p}_i)\, (\mathfrak{e}\, \mathfrak{b}_i) - (\mathfrak{p}_i\, \mathfrak{b}_i)\};\\ &= (\dot{\omega}\, \mathfrak{e} + \omega\, \dot{\mathfrak{e}}\, \Theta) \sum_i [\mathfrak{p}_i,\, \mathfrak{b}_i] + \sum_i C_i''\, S \qquad [\text{s. dazu (31)}];\\ &= (\dot{\omega}\, \mathfrak{e} + \omega\, \dot{\mathfrak{e}}\, \Theta)\, \mathfrak{B} + C\, S.\end{aligned}$$

Man liest daraus ab:

36. $$\underline{\mathfrak{P} = \dot{\omega}\, \mathfrak{e} + \omega\, (\dot{\mathfrak{e}}\, \Theta).}$$

$$S = \omega^2 \begin{pmatrix} \varepsilon_1^2 - 1 & \varepsilon_1\, \varepsilon_2 & \varepsilon_1\, \varepsilon_3 \\ \varepsilon_1\, \varepsilon_2 & \varepsilon_2^2 - 1 & \varepsilon_2\, \varepsilon_3 \\ \varepsilon_1\, \varepsilon_3 & \varepsilon_2\, \varepsilon_3 & \varepsilon_3^2 - 1 \end{pmatrix} = \omega^2\, \{(\mathfrak{e}\,;\, \mathfrak{e}) - E\}.$$

Berücksichtigt man dazu noch die Definition von $\mathfrak{w}$ nach (24), so sieht man, daß allgemein die drei Summanden von $G\,(t)$ in (32) folgendermaßen von den Gestellbewegungen abhängen:

$\mathfrak{A}\, \mathfrak{w}$ von den Bewegungen des Punktes O_y (Translationsanteil), $C\, S$ von der Größe und Richtung der momentanen Winkelgeschwindigkeit (Zentrifugalanteil), $\mathfrak{B}\, \mathfrak{P}$ von der zeitlichen Änderung der Größe der momentanen Winkelgeschwindigkeit $\dot{\omega}$ und von der zeitlichen Änderung ihrer Richtung $\omega\, \dot{\mathfrak{e}}$ (Winkelbeschleunigungsanteil).

Es sei noch erwähnt, daß Wiechert [5] die in $\mathfrak{A}\, \mathfrak{w}$ zusammengefaßten Summanden Glieder erster Klasse, die in $\mathfrak{B}\, \mathfrak{P}$ zusammengefaßten Glieder zweiter Klasse nennt, währenddem die Glieder $C\, S$ im Rahmen seiner Betrachtungen vernachlässigt werden konnten.

37. Für den Spezialfall einer Drehung des Gestells um eine im Raume feste Achse durch O_y sei noch der aus elementargeometrischen Überlegungen hervorgehende Ausdruck für Θ angegeben. Die Drehachse ist

durch den Einheitsvektor $\mathfrak{e}$ [s. (34)] festgelegt, der Drehwinkel sei φ und

$$R = \begin{pmatrix} 0 & \varepsilon_3 & -\varepsilon_2 \\ -\varepsilon_3 & 0 & \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 & -\varepsilon_1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Man erhält

$$\Theta = \cos\varphi \cdot E + (1 - \cos\varphi) \cdot (\mathfrak{e}; \mathfrak{e}) + \sin\varphi \cdot R.$$

V. Die Übertragungsfaktoren.

38. Die Definition der Übertragungsfaktoren zeigt uns, daß sie nicht ausschließlich nur durch den mechanischen Aufbau des Gehänges bestimmt sind, sondern teilweise auch von der Lage des Koordinatensystems O_y abhängen. In (43) bis (49) wird näher darauf eingegangen. Zunächst soll einfach ein bestimmtes, mit dem Gestell fest verbundenes System O_y als gegeben betrachtet werden.

Die Bedeutung der Übertragungsfaktoren läßt sich am besten erkennen durch die Berechnung und Diskussion von $G(t)$ für geeignete spezielle Bewegungen des Gestells. Man erhält dabei gleichzeitig auch Anweisungen zur experimentellen Bestimmung der Übertragungsfaktoren. Um einen bestimmten Fall zu fixieren, sei angenommen, die $+ x_3$-Achse zeige vertikal nach oben. In diesem Falle ist $\bar{\mathfrak{g}} = -g\,\bar{\mathfrak{e}}_3$, wo g der skalare Wert der Schwerebeschleunigung ist.

39. Geradlinige Parallelverschiebungen: Der Punkt O_y bewege sich auf einer durch einen Einheitsvektor $\mathfrak{e}$ festgelegten Geraden durch O_x. $\overline{O_x O_y} = q$ sei der Ausschlag. In diesem Falle ist $\Theta = E$, $\ddot{\bar{\mathfrak{q}}} = \ddot{q}\,\mathfrak{e}$, $\mathfrak{P} = 0$, $S = 0$, $G(t) = -\mathfrak{A}\,\mathfrak{w} = -g\,(\mathfrak{A}\,\bar{\mathfrak{e}}_3) - \ddot{q}\,(\mathfrak{A}\,\mathfrak{e})$. Der erste Summand von $G(t)$ ist zeitlich konstant. Der zweite Summand ist proportional zur Projektion von $\mathfrak{A}$ auf die Bewegungsrichtung $\mathfrak{e}$. $\mathfrak{A}$ zeigt daher Größe und Richtung der maximalen Empfindlichkeit des Empfängers gegenüber Beschleunigungen $\ddot{q}$ bei Parallelverschiebungen des Gestells an. Beschleunigungen senkrecht zu $\mathfrak{A}$ werden vom Empfänger nicht angezeigt.

40. Dauernde Neigung: Das Gestell werde von einer ersten Ruhelage, in der die beiden Systeme O_x und O_y in Deckung seien, in eine zweite unter Festhaltung des Punktes O_y gebracht. Der Übergang läßt sich bekanntlich stets in Form einer Drehung um eine im Raume feste, durch O_y gehende Achse vollziehen. In beiden Ruhelagen ist $\ddot{\bar{\mathfrak{q}}} = \mathfrak{P} = S = 0$. Für die Differenz Δ der Werte von $G(t)$ in den beiden Lagen erhält man daher $\Delta = \mathfrak{A} \cdot \{\bar{\mathfrak{g}}\,(\Theta - E)\}$, wo für Θ der Ausdruck (37) einzusetzen ist. Der Ausdruck Δ bildet die Grundlage zur Bestimmung des Vektors $\mathfrak{A}$ aus Neigungsbeobachtungen.

41. Gleichförmige Rotation: Rotiert das Gestell gleichförmig um eine durch O_y gehende feste Achse, so ist $\ddot{\bar{\mathfrak{q}}} = \mathfrak{P} = 0$. Der Beitrag des Gliedes $\mathfrak{A}\,\mathfrak{w}$ an $G(t)$ ist periodisch mit der Umlaufzeit des Gestells als Periode. Er rührt von der scheinbaren Rotation des Vektors der Schwerebeschleunigung relativ zum Gestell her, und seine Größe ist unabhängig von der Winkelgeschindigkeit ω der Rotation. Im Gegensatz dazu ist der Beitrag $C\,S$, wie (36) zeigt, proportional zu ω^2, kann also durch Versuche mit verschiedenen Winkelgeschwindigkeiten vom anderen Beitrag getrennt

werden. Die zueinander senkrecht stehenden Hauptachsen des Tensors C zeichnen sich dadurch aus, daß, bei festem ω, unter allen Achsenrichtungen im Raume die Rotation um eine der Hauptachsen einen maximalen Wert, die Rotation um eine zweite Hauptachse einen minimalen Wert für $C\,S$ ergibt, wie man z. B. direkt bestätigen kann, indem man den expliziten Ausdruck für $C\,S$ bildet unter der Annahme, daß die Koordinatenachsen von O_y die Hauptachsen seien. Der Tensor C beschreibt die Empfindlichkeit des Empfängers gegenüber gleichförmigen Rotationen um feste Achsen durch O_y. Man kann seine Elemente experimentell bestimmen, indem man das Gestell um geeignete Achsen rotieren läßt und die zugehörigen Werte von $C\,S$ feststellt.

42. Rotationsschwingungen: Führt das Gestell um eine Rotationsachse durch O_y kleine Rotationsschwingungen mit der Kreisfrequenz $\varkappa$ aus, so ist der Drehwinkel $\varphi = \varphi_0 \sin \varkappa t$ (φ_0 ist eine Konstante). Ferner

$$\begin{aligned} \omega &= \dot{\varphi} = \varkappa \varphi_0 \cos \varkappa t, \\ \dot{\omega} &= \ddot{\varphi} = -\varkappa^2 \varphi_0 \sin \varkappa t, \\ \omega^2 &= \frac{1}{2} \varkappa^2 \varphi_0^2 (1 + \cos 2 \varkappa t). \end{aligned}$$

Nach (36) ist $\mathfrak{P} = \dot{\omega}\,\mathfrak{e} = -\varkappa^2 \varphi_0 \sin \varkappa t \cdot \mathfrak{e}$. Das Glied $\mathfrak{B}\,\mathfrak{P}$ ist das einzige Glied in $G(t)$ mit der Frequenz $\varkappa$ und einer zu $\varkappa^2$ proportionalen Amplitude (das Glied $C\,S$ ist auch proportional zu $\varkappa^2$, hat aber die Frequenz $2\,\varkappa$), so daß $\mathfrak{B}$ durch Rotationsschwingungen mit verschiedenen Rotationsachsen $\mathfrak{e}$ und verschiedenen Frequenzen $\varkappa$ experimentell bestimmt werden kann. Die Größe von $\mathfrak{B}$ ist ein Maß für die Empfindlichkeit des Empfängers gegenüber Winkelbeschleunigungen bei Rotationen um feste Achsen durch O_y. Da $\mathfrak{B}\,\mathfrak{P}$ das skalare Produkt $\mathfrak{e}\,\mathfrak{B}$ enthält, zeigt die Richtung von $\mathfrak{B}$ an, für welche Achsenrichtung die Empfindlichkeit maximal ist. Für Achsen senkrecht dazu ist sie null. $\mathfrak{B}$ ist daher ein analoges Empfindlichkeitsmaß für Winkelbeschleunigungen wie $\mathfrak{A}$ für Translationsbeschleunigungen.

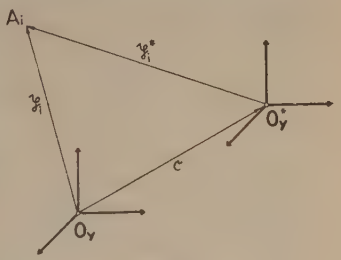

Abb. 2.

43. Es soll nun die Abhängigkeit der Übertragungsfaktoren von der Wahl des Koordinatensystems O_y betrachtet werden. Der Fall des Überganges zu einem System mit gleichem Nullpunkt O_y braucht weiter nicht betrachtet zu werden, da die gegenüber Drehungen des Koordinatensystems invarianten Eigenschaften von Vektoren, wie $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$ und Tensoren, wie C als bekannt vorausgesetzt werden dürfen. Es genügt daher, den Einfluß einer Parallelverschiebung des Systems auf die Übertragungsfaktoren zu betrachten. Das neue System habe den Nullpunkt O_y^*, und alle sich auf das neue System beziehenden Größen seien durch den Index * gekennzeichnet. Die Parallelverschiebung ist durch den Vektor $\mathfrak{c} = \overrightarrow{O_y O_y^*} = c_1 \mathfrak{e}_1 + c_2 \mathfrak{e}_2 + c_3 \mathfrak{e}_3$ gegeben (s. auch Abb. 2).

44. Aus $\mathfrak{p}_i^* = \mathfrak{p}_i - \mathfrak{c}, \quad \mathfrak{B}^* = \Sigma\,[\mathfrak{p}_i^*, \mathfrak{b}_i]$

und $C^* = \frac{1}{2}\sum_i \{(\mathfrak{b}_i; \mathfrak{p}_i^*) + (\mathfrak{p}_i^*; \mathfrak{b}_i)\}$

ergeben sich die folgenden Gleichungen:

$$\underline{\mathfrak{A}^* = \mathfrak{A},}$$

$$\underline{\mathfrak{B}^* = \mathfrak{B} - [\mathfrak{c}, \mathfrak{A}],}$$

$$\underline{C^* = C - \frac{1}{2}\{(\mathfrak{c}; \mathfrak{A}) + (\mathfrak{A}; \mathfrak{c})\}.}$$

45. Setzt man ferner $\bar{\mathfrak{q}}^* = \overrightarrow{O_x O_y^*} = \bar{\mathfrak{q}} + \bar{\mathfrak{c}} = \bar{\mathfrak{q}} + \mathfrak{c}\,\Theta^{-1}$, so folgt

$$\ddot{\bar{\mathfrak{q}}}^* = \ddot{\bar{\mathfrak{q}}} + \mathfrak{c}\,\frac{d^2\Theta^{-1}}{dt^2}; \quad \mathfrak{w}^* = (\dot{\bar{\mathfrak{q}}}^* - \dot{\bar{\mathfrak{g}}})\,\Theta = \mathfrak{w} + \left(\mathfrak{c}\,\frac{d^2\Theta^{-1}}{dt^2}\right)\Theta,$$

also

$$\underline{\mathfrak{w}^* = \mathfrak{w} + \mathfrak{c}\,Q,}$$

$$\underline{\mathfrak{P}^* = \mathfrak{P},}$$

$$\underline{S^* = S.}$$

(Man kann leicht verifizieren, daß $G^*(t) = \mathfrak{A}^*\,\mathfrak{w}^* + \mathfrak{B}^*\,\mathfrak{P}^* + C^*\,S^* = G(t)$ wird, wie es sein muß.)

46. Aus den Gleichungen (44) liest man erstens ab, daß der $\mathfrak{A}$ unabhängig von der Wahl des Koordinatensystems ist, zweitens daß es zwei wesentlich verschiedene Arten von Empfängern gibt, nämlich

Empfänger erster Art, wenn $\mathfrak{A} \neq 0$ und
Empfänger zweiter Art, wenn $\mathfrak{A} = 0$ ist.

Bei Empfängern zweiter Art sind $\mathfrak{B}$ und C invariant gegenüber Verlegungen des Nullpunktes des Koordinatensystems, bei Empfängern erster Art hingegen nicht.

47. Für einen Empfänger erster Art sei $\mathfrak{B} = \mathfrak{B}' + \mathfrak{B}''$ gesetzt, wo $\mathfrak{B}'$ parallel zu $\mathfrak{A}$, $\mathfrak{B}''$ senkrecht zu $\mathfrak{A}$ sei. Aus der Formel für $\mathfrak{B}^*$ in (44) kann man nun, ganz entsprechend wie bei der Betrachtung der Reduktion eines Kräftesystems auf eine Dyname, folgende für die mechanischen Empfänger erster Art geltenden Tatsachen ablesen:

a) $\mathfrak{B}$ ändert sich nicht, wenn O_y auf einer Geraden parallel zu $\mathfrak{A}$ verschoben wird.

b) $\mathfrak{B}'$ ist invariant gegenüber jeder beliebigen Verschiebung von O_y.

c) Als geometrischen Ort für O_y gibt es genau eine Gerade parallel zu $\mathfrak{A}$, auf der $\mathfrak{B}'' = 0$ ist, also $\mathfrak{B}$ parallel zu $\mathfrak{A}$. Diese Gerade sei die $\mathfrak{B}$-*Achse* des Empfängers genannt.

48. Um für einen Empfänger erster Art die Abhängigkeit des Tensors C von der Lage von O_y zu erkennen, ist es vorteilhaft, eine Koordinaten-

achse parallel zu $\mathfrak{A}$ zu nehmen. Es sei also z. B. $\mathfrak{A} = A\,\mathfrak{e}_3$. Der Ausdruck für C^* in (44) wird dann

$$C^* = C - \frac{1}{2} A \begin{pmatrix} 0 & 0 & C_1 \\ 0 & 0 & C_2 \\ C_1 & C_2 & C_3 \end{pmatrix}.$$

Man sieht daraus, daß man durch passende, eindeutige Wahl von $\mathfrak{c}$ die Elemente der dritten Zeile und dritten Kolonne von C^* zu Null machen kann, bzw. ist damit gezeigt, daß man von vornherein den Nullpunkt O_y so wählen kann, daß C diese Form erhält. Man kann dann überdies die Richtung der y_1-Achse so wählen, daß diese und die y_2-Achse zu Hauptachsen des Tensors C werden. Dann ist

$$C = \begin{pmatrix} C_{11} & 0 & 0 \\ 0 & C_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ und } C^* = \begin{pmatrix} C_{11} & 0 & -\frac{1}{2} A\, c_1 \\ 0 & C_{22} & -\frac{1}{2} A\, c_2 \\ -\frac{1}{2} A\, c_1 & -\frac{1}{2} A\, c_2 & -A\, c_3 \end{pmatrix}.$$

Notwendig und hinreichend dafür, daß eine Hauptachse von C^* die y_3-Richtung besitzt, ist das Verschwinden von c_1 und c_2. Die y_3-Achse ist daher der geometrische Ort der Punkte $O_y{}^*$, für die eine Hauptachse des Tensors C^* parallel zu $\mathfrak{A}$ ist. Sie sei die *C-Achse* des Empfängers genannt. (Sie ist parallel zur $\mathfrak{B}$-Achse des gleichen Empfängers, im allgemeinen aber von ihr verschieden.) Auf der C-Achse gibt es einen ausgezeichneten Punkt, den wir den C-Punkt nennen wollen (in unserem Falle der Nullpunkt O_y des Koordinatensystems), für den der Tensor $C^* = C$ die reduzierte Form $\begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & 0 \\ C_{12} & C_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$ bzw. bei geeigneter Wahl der Richtung der y_1-Achse die Form $\begin{pmatrix} C_{11} & 0 & 0 \\ 0 & C_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$ erhält. (Eine mechanisch anschauliche Interpretation dieser Spezialform ist aus (53) abzulesen, indem man dort $m''' = 0$ setzt.)

49. Im allgemeinen Falle sind alle drei Übertragungsfaktoren eines mechanischen Empfängers von Null verschieden. Folgende Ausnahmefälle seien als besonders einfache und praktisch wichtige Fälle hervorgehoben:

Erste Grundform: Ein Empfänger erster Art ($\mathfrak{A} \neq 0$) ist von erster Grundform, wenn für ihn ein Punkt O_y existiert, in bezug auf den $\mathfrak{B} = 0$ und $C = 0$ ist. *Zweite Grundform*: Ein Empfänger zweiter Art ($\mathfrak{A} = 0$) ist von zweiter Grundform, wenn $C = 0$ ist. *Dritte Grundform*: Ein Empfänger zweiter Art, ist von dritter Grundform, wenn $\mathfrak{B} = 0$ ist. Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß definitionsgemäß diese drei Grundformen sich nicht decken mit den in [4, § 3] definierten drei Grundtypen.

VI. Modelle von Empfängern.

50. Im gleichen Gestell seien zwei völlig voneinander unabhängige Empfänger E_1 und E_2 von je einem Freiheitsgrad montiert. Das mit dem Gestell fest verbundene Koordinatensystem O_y werde für beide Empfänger benützt. Die sich auf den ersten Empfänger beziehenden Instrumentalkonstanten m_0, $\mathfrak{A}$, ... seien mit dem Index 1, also m_{01}, $\mathfrak{A}_1$, ..., die sich auf den zweiten beziehenden mit dem Index 2, also m_{02}, $\mathfrak{A}_2$, ... versehen. Es soll möglich sein, die beiden Empfänger, ohne im übrigen ihre Führungen zu verändern, durch massenlose und trägheitslose Vorrichtungen so miteinander zu koppeln, daß das zusammengesetzte System auch nur einen Freiheitsgrad besitzt und daher wiederum einen Empfänger E darstellt. u sei der Indikator von E. Auch wenn man die Koppelung wieder löst, kann man die gleiche Größe u als Indikator für jeden der einzelnen Empfänger E_1 und E_2 verwenden. Die Instrumentalkonstanten von E seien mit den in den früheren Abschnitten verwendeten Bezeichnungen m_0, $\mathfrak{A}$, ... versehen. Aus (24) folgt zunächst $m_0 = m_{01} + m_{02}$. Nehmen wir der Einfachheit halber an, die Bewegungen unserer Empfänger ließen sich durch folgende spezielle Form von (25) beschreiben:

$$\ddot{u} + 2\gamma\dot{u} + \nu^2 u = G(t),$$

wo ν eine Konstante sei. Die aus (19) hervorgehenden Indikatorgleichungen lauten dann, wenn man auf die Division durch m_0, bzw. m_{01}, bzw. m_{02} verzichtet:

$$\begin{aligned}
&\text{für } E_1\colon\ m_{01}(\ddot{u} + 2\gamma_1\dot{u} + \nu_1^2 u) = -m_{01}(\mathfrak{A}_1 \mathfrak{w} + \mathfrak{B}_1 \mathfrak{P} + C_1 S),\\
&\text{für } E_2\colon\ m_{02}(\ddot{u} + 2\gamma_2\dot{u} + \nu_2^2 u) = -m_{02}(\mathfrak{A}_2 \mathfrak{w} + \mathfrak{B}_2 \mathfrak{P} + C_2 S),\\
&\text{für } E\colon\ m_0(\ddot{u} + 2\gamma\dot{u} + \nu^2 u) = -m_0(\mathfrak{A}\mathfrak{w} + \mathfrak{B}\mathfrak{P} + C S).
\end{aligned}$$

Aus der Herleitung dieser Gleichungen aus (19) geht unmittelbar hervor, daß die dritte direkt die Summe der beiden ersten ist, woraus sich die nachstehenden, zusammen *das Additionstheorem für mechanische Empfänger* darstellenden Gleichungen ergeben:

$$\begin{aligned}
m_{01} + m_{02} &= m_0,\\
m_{01}\gamma_1 + m_{02}\gamma_2 &= m_0\gamma,\\
m_{01}\nu_1^2 + m_{02}\nu_2^2 &= m_0\nu^2,\\
m_{01}\mathfrak{A}_1 + m_{02}\mathfrak{A}_2 &= m_0\mathfrak{A},\\
m_{01}\mathfrak{B}_1 + m_{02}\mathfrak{B}_2 &= m_0\mathfrak{B},\\
m_{01}C_1 + m_{02}C_2 &= m_0 C.
\end{aligned}$$

51. Das einfachste Modell eines mechanischen Empfängers ist eine geradlinig geführte, durch massenlose Federn in einer stabilen Gleichgewichtslage gehaltene Einzelmasse m. Ist s der skalare Ausschlag, so soll $u = Hs$ der Indikator sein (H = positive Konstante). Ein solcher Empfänger soll *seismographisches Element* genannt werden mit dem Symbol $\overset{\nearrow}{m}$. (Der Pfeil soll die Ausschlagsrichtung der Masse für positives u andeuten.) Gemäß dem Additionstheorem (50) sollen im folgenden aus seismographischen Elementen Modelle von mechanischen Empfängern aufgebaut werden.

52. Einfachste dritte Grundform: Zwei seismographische Elemente mit gleichen Massen m liegen in gegenseitigem Abstand $2\,p$ symmetrisch zum Nullpunkt O_y und sind so miteinander gekoppelt, daß ihre Ausschläge in jedem Augenblick gleich groß und entgegengesetzt gerichtet sind (s. Abb. 3). Nach (17), (24) und (51) erhält man in diesem Falle

$$\gamma_1 = \mathfrak{A}_1\, u = s\, \mathfrak{e}_1, \qquad \mathfrak{A}_1 = \frac{s}{u}\,\mathfrak{e}_1 = \frac{1}{H}\,\mathfrak{e}_1, \qquad \mathfrak{A}_2 = -\frac{1}{H}\,\mathfrak{e}_1,$$

$$m_0 = \mathfrak{A}_1^{\,2}\, m_1 + \mathfrak{A}_2^{\,2}\, m_2 = \frac{2}{H^2}\, m, \qquad \mathfrak{b}_1 = \frac{m_1}{m_0}\,\mathfrak{A}_1 = \frac{H}{2}\,\mathfrak{e}_1,$$

$$\mathfrak{b}_2 = -\frac{H}{2}\,\mathfrak{e}_1$$

und schließlich

$$\mathfrak{A} = 0, \quad \mathfrak{B} = 0, \quad C = \begin{pmatrix} H\,p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

53. Allgemeine dritte Grundform: Die sechs in Abb. 4 gezeichneten seismographischen Elemente haben je den Abstand $\pm p$ vom Nullpunkt, und sie sind so gekoppelt, daß sie in Richtung der eingezeichneten Pfeile gleichzeitig gleich große Ausschläge aus der Ruhelage ausführen können. Die Gesamtmasse ist $m = 2\,(m' + m'' + m''')$. Man erhält für die Übertragungsfaktoren:

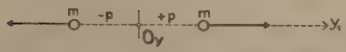

Abb. 3.

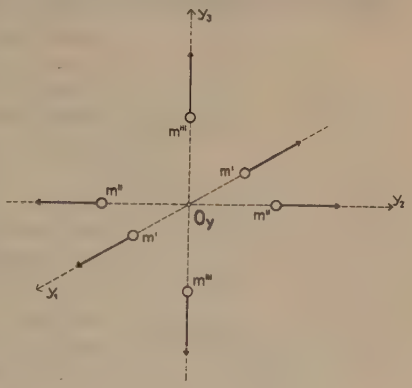

Abb. 4.

$$\mathfrak{A} = 0, \quad \mathfrak{B} = 0, \quad C = \frac{2\,H\,p}{m}\begin{pmatrix} m' & 0 & 0 \\ 0 & m'' & 0 \\ 0 & 0 & m''' \end{pmatrix}.$$

Es liegt also eine allgemeine dritte Grundform vor, deren Hauptachsen mit den Koordinatenachsen übereinstimmen.

54. Zweite Grundform: Für die vier nach Abb. 5 gekoppelten seismographischen Elemente ergibt sich

$$\mathfrak{A} = 0, \quad C = 0, \quad \mathfrak{B} = H\,p\,\mathfrak{e}_3.$$

(In Abb. 5 ist $\mathfrak{e}_3$ der Einheitsvektor senkrecht zur Zeichnungsebene.)

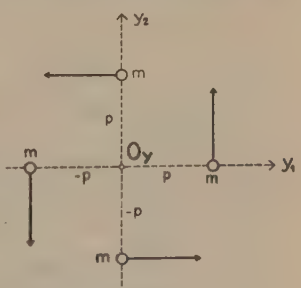

Abb. 5.

Die gleiche Grundform gibt ein rotationssymmetrisches Schwungrad, das durch Federn in einer Ruhelage gehalten wird.

55. Ein einzelnes seismographisches Element (51) ist ein Empfänger von erster Grundform, denn wenn sein Pfeil in Richtung eines gegebenen

Einheitsvektors $\mathfrak{e}$ zeigt und seine Masse mit O_y zusammenfällt, ist $\mathfrak{A} = H\mathfrak{e}$, $\mathfrak{B} = 0$, $C = 0$. Nimmt man z. B. $\mathfrak{A}$ in der (y_1, y_2)-Ebene an und führt in dieser Ebene eine Parallelverschiebung des Koordinatensystems gemäß Abb. 6 aus, so erhält man nach (44) mit den Bezeichnungen von Abb. 6

$$\mathfrak{B}^* = -[\mathfrak{c}, \mathfrak{A}] = -c' H \mathfrak{e}_3,$$

$$C^* = -\frac{1}{2}\{(\mathfrak{A}; \mathfrak{c}) + (\mathfrak{c}; \mathfrak{A})\} = -\frac{1}{2}\begin{pmatrix} 2A_1c_1 & A_1c_2 + A_2c_1 & 0 \\ A_1c_2 + A_2c_1 & 2A_2c_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Falls $A_1 c_2 + A_2 c_1 = |\mathfrak{c}| H \sin(\beta + 2\gamma)$, so sind y_1^* und y_2^* Hauptachsen des Tensors C^*. Dies trifft offenbar zu, wenn, wie in Abb. 6, die y_2-Achse den Winkel β halbiert. Konstruiert man nach dieser Regel bei festgehaltenem Vektor $\mathfrak{A}$ (aber nicht festgehaltenen Achsenrichtungen y_1 und y_2) für sämtliche Punkte O_y^* der Zeichnungsebene die Hauptachsen von C^* und läßt die Ebene um $\mathfrak{A}$ als Achse rotieren, so hat man den Überblick über die Hauptachsen für sämtliche Punkte O_y^* des Raumes.

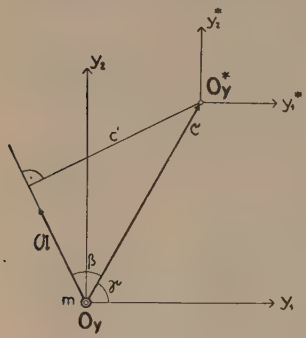

Abb. 6.

56. Ein Modell für einen allgemeinen nicht auf eine Grundform zurückführbaren Empfänger zweiter Art erhält man, indem man nach dem Additionstheorem (50) eine zweite Grundform nach (54) mit einer dritten Grundform nach (53) in allgemeiner gegenseitiger Lage koppelt und einen allgemeinen nicht auf eine Grundform zurückführbaren Empfänger erster Art, indem man damit noch ein einzelnes seismographisches Element in allgemeiner Lage koppelt.

Literaturverzeichnis.

1. FRANK, Ph. und R. v. MISES: Differential- und Integralgleichungen der Mechanik und Physik. Band I. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 2. Auflage, 1930.
2. GASSMANN, F.: Zur Bestimmung von Bodenbewegungen aus Registrierungen von Schwingungsmessern und Seismographen. Festschr. SIA der Eidg. Technischen Hochschule Zürich, Dezember 1937.
3. GASSMANN, F.: Zur Theorie der Schwingungsmesser. Gerl. Beitr. Geophys. 52, 1 (1938).
4. WEBER, M.: Beitrag zur Messung von Erschütterungen. Diss. ETH. Zürich 1949 und Helv. Phys. Acta 22, 425 (1949).
5. WIECHERT, E.: Theorie der automatischen Seismographen. Abhandl. Ges. Wiss. Göttingen. Math.-phys. Kl. N. F. 2 (1903).

532.594 (436)

(Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Innsbruck.)

Seiches und Schelfschwingungen, untersucht an einem Alpensee.

Von

N. Untersteiner, Innsbruck.

Mit 17 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Ein neuartiger Limnograph wird beschrieben. Seine Vorteile bestehen in einer besonders leichten und zeitsparenden Transportierbarkeit und Aufstellung, unabhängig von der Beschaffenheit des Ufers. Mit dem genannten und zwei weiteren Instrumenten wurden die Seiches des Achensees (Tirol) ermittelt.

Die Anwendung der Methode von A. DEFANT zur Berechnung der Schwingungsperioden liefert ausgezeichnete Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Da der See als Kraftspeicher für ein Elektrizitätswerk dient, ist sein Wasserstand starken Änderungen unterworfen. Die Rechnung wurde für zwei verschiedene Niveaus durchgeführt. In einem Teil des Sees mit sehr geringer Wassertiefe wurde eine von der theoretisch geforderten abweichende Verteilung der Schwingungsamplituden festgestellt. Aus dem Betrag der Abweichung wird eine Reibungskonstante abgeleitet. Das südliche See-Ende besitzt den Charakter eines Schelfs, dessen bedeutender Einfluß auf die Schwingungsformen an Hand der Theorie nachgewiesen wird. Eine häufig und mit großer Amplitude auftretende Schelfschwingung wird mittels der DU BOISschen Formel erklärt.

Abstract. A new limnograph is described. Its advantages consist of an especially time saving portability. It is easy to set up, irrespective of the conditions of the shore. With this and two other instruments a survey of the standing waves (seiches) of the Achensee (Tyrol) was made. By applying A. DEFANT's method for the computation of the periods, excellent agreement between theory and observations has been reached. As the water of the lake is supplying a power plant, its level is subjected to great yearly fluctuations. The computation of periods was made for two different levels. In one part of the lake with shallow water the distribution of amplitudes was found to differ from the theoretical values. From the amount of this deviation a constant of friction is derived.

The southern end of the lake has the characteristics of a shelf which strongly influences the shape of the standing waves, as the theory shows. A very frequent seiche of the shelf with great amplitude is explained by means of DU BOIS' formula.

Abb. 1.

Résumé. On décrit un limnigraphe qui se distingue par la facilité de son transport et de son installation, quelle que soit la nature de la rive. On a étudié les seiches de l'Achensee (Tyrol) au moyen de cet appareil et de deux autres. L'application de la méthode de A. Defant au calcul des périodes d'oscillation fournit des résultats parfaitement d'accord avec les faits. Le lac sert de réservoir hydraulique à une usine électrique et son niveau varie donc beaucoup, de sorte que le calcul fut mené pour deux niveaux différents. Dans une partie très peu profonde du lac on a constaté un comportement anormal des amplitudes par rapport à la théorie; l'écart permet le calcul d'une constante de frottement. L'extrémité sud du lac a le caractère d'une terrasse sous-marine dont on a pu prouver l'influence sur la forme des oscillations au moyen de la théorie. La formule de Du Bois permet d'expliquer une oscillation apparaissant fréquemment et avec une grande amplitude.

Der Achensee ist eine 9,3 km lange und durchschnittlich 67 m tiefe Rinne glazialen Ursprungs. Der zwischen der Seeoberfläche und der Sohle des benachbarten Inntales bestehende Höhenunterschied von 400 m ist durch die

Anlage eines elektrischen Kraftwerkes, welches durch einen unterirdisch verlaufenden Druckstollen gespeist wird, nutzbar gemacht. Zur vollen Ausnützung des Kraftwerkes muß während der Winter- und Frühlingsmonate das Seeniveau ständig abgesenkt werden (maximal etwa 10 m). Die Schneeschmelze und die reichlichen sommerlichen Niederschläge füllen den See dann bis zum Herbst wieder zu seinem natürlichen Stande auf. Die Tiefenkarte des Achensees (Abb. 1) wurde von H. Schatz [*16*] aus insgesamt 1750 Einzellotungen hergestellt. Bei normalem Wasserstand enthält der See $481 \cdot 10^6$ m³ Wasser, die maximale Tiefe beträgt 133 m. Die Querprofile des Sees zeigen ungewöhnlich steile Böschungswinkel bis zu mehr als 40 Grad, während der Boden zumeist fast eben ist. Die in Abb. 1 von 10 zu 10 m eingezeichneten Isobathen lassen im südlichen Teil des Sees erkennen, daß dort von Norden her die Tiefe rasch abnimmt und das eigentliche Seebecken nur bis etwa auf die Höhe von Buchau reicht, während der restliche Teil bei einer mittleren Wassertiefe von 4 bis 5 m den Charakter eines Schelfgebietes besitzt, was sich weiter unten für die Form der stehenden Schwingungen des ganzen Sees als sehr wichtig erweisen wird. In meteorologischer Hinsicht bilden die täglichen Berg- und Talwinde eine im Achental sehr ausgeprägte und wichtige Erscheinung, die in engem Zusammenhang mit der Erregung von Seiches steht.

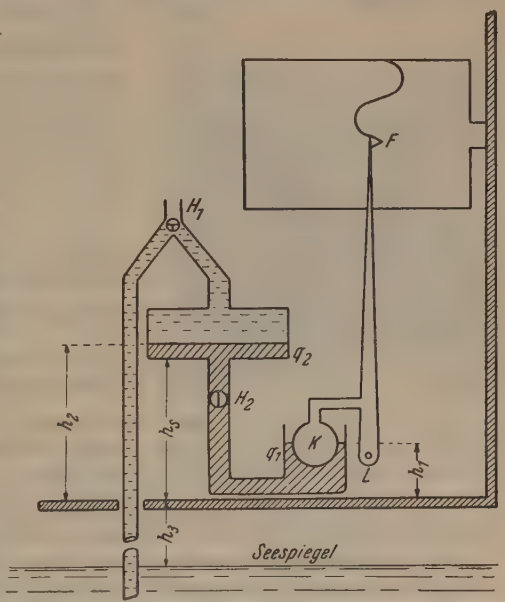

Abb. 2. Konstruktionsprinzip des transportablen Limnographen (schematisch).

Apparate und Meßmethoden.

In Anbetracht der für die Aufstellung von Limnographen der üblichen Bauart sehr ungeeigneten Beschaffenheit der Ufer des Achensees erschien es vorteilhaft, eine neuartige Konstruktion zu verwenden, welche als Haupteigenschaften die leichte Durchführbarkeit von Stationswechseln und weitgehende Unabhängigkeit von der Beschaffenheit des Ufers aufweisen sollte. Die nach einigen Versuchen gewählte Bauart zeigt schematisch Abb. 2. Aus dem Wasser führt ein Gummischlauch über den Dreiweghahn H_1 zu einem teilweise mit Quecksilber gefüllten U-Rohr, das bei

q_2 und q_1 zylindrische Erweiterungen des Querschnittes besitzt. Der schraffiert gezeichnete Teil des Systems ist mit Hg gefüllt. In dem offenen Schenkel des U-Rohres bei q_1 befindet sich eine auf dem Hg schwimmende Stahlkugel K, welche über das Lager L die Schreibfeder F betätigt. Die Bewegungen des Quecksilberspiegels bei q_2 bei Schwankungen des Wasserstandes im See lassen sich in folgender Weise leicht berechnen. Die Bedingung für hydrostatisches Gleichgewicht im System Schlauch plus U-Rohr lautet unter Verwendung der in Abb. 2 eingezeichneten Niveauunterschiede

$$(h_2 - h_1) \cdot \varrho = h_2 + h_3. \qquad (\varrho = 13{,}6)$$

Ferner führt die Konstanz der Quecksilbermenge auf die Beziehung

$$q_2 h_2 - q_2 h_s + q_1 h_1 = C,$$

wenn q_1 und q_2 die beiden Querschnittsflächen und C das Volumen des eingefüllten Quecksilbers (abzüglich der in der Schlauchverbindung enthaltenen Menge) bedeuten. Aus obigen zwei Gleichungen erhält man durch Eliminieren von h_2

$$h_1 = \frac{-h_3 q_2 + q_2 h_s (\varrho - 1) + C (\varrho - 1)}{q_1 \varrho + q_2 \varrho - q_1},$$

oder mit den tatsächlich verwendeten Werten ($q_1 = 18{,}1$ cm², $q^2 = 52{,}2$ cm², $C = 200$ cm³)

$$h_1 = -h_3 \cdot 0{,}056 + h_s \cdot 0{,}7 + 2{,}67.$$

Ändert sich h_3 um einen bestimmten Betrag, dann ändert sich h_1 um etwa $^1/_{18}$ dieses Betrages, denn bei einer festen Aufstellung ist $0{,}7 \cdot h_s + 2{,}67$ eine Konstante. h_s kann an einem Stativ, welches das Quecksilbergefäß q_2 trägt, für die jeweilige mittlere Höhe über dem Wasserspiegel eingestellt werden. Die sehr stabile Schwimmlage der Kugel im Quecksilber gibt dem ganzen System eine Stellkraft, die für eine 25fache Vergrößerung leicht ausreichen würde. Im vorliegenden Fall wurde letztere zur Aufzeichnung der Bewegungen des Wasserspiegels in natürlicher Größe etwa 18fach gewählt. Das Füllen des Apparates mit Wasser und Quecksilber ist zwar etwas umständlich, braucht aber nur einmal vorgenommen zu werden, da für die Dauer der Messungen der Teil zwischen q_1 und H_1 stets gefüllt bleibt. Zur Inbetriebnahme des Gerätes wird der Verbindungsschlauch zum See ins Wasser gelegt (bei geschlossenem Hahn H_2) und der Dreiweghahn H_1 so gestellt, daß mittels eines Ansatzstückes bei H_1 das Wasser aus dem See aufgesaugt werden kann. Hierauf wird H_1 so gestellt, daß das System nach außen abgeschlossen und die Verbindung zwischen dem See und dem U-Rohr hergestellt ist. Der Apparat ist dann betriebsfertig.

Ein Wechsel des Aufstellungsortes (alle Hähne und das Gefäß q_1 geschlossen) dauert mit diesem Gerät 10 bis 15 Minuten.

Die Registrierung erfolgt auf einem 13,3 cm breiten Papierstreifen, für dessen Auf- bzw. Abspulung hinter dem Uhrwerk je eine entsprechende Rolle angebracht ist. Die Vorschubgeschwindigkeit beträgt zirka 30 cm pro Stunde.

Da damit zu rechnen war, daß die Seiches im Achensee unter wesentlicher Mitwirkung des Windes entstehen, wurde in dem Limnographen auch eine Registriervorrichtung für ein Kontakt-Anemometer angebracht. In dem offenen Gelände des südlichen See-Endes wurden damit gleichzeitige Messungen der Windgeschwindigkeit vorgenommen. Die erhaltenen Registrierungen besitzen einen mehr qualitativen Charakter, da es nicht möglich war, das Anemometer in entsprechender Höhe aufzustellen. Die wesentlichen Teile des inneren Aufbaues sind aus Abb. 3 ersichtlich.

Eine Störung der Registrierung durch Oberflächenwellen konnte bei entsprechend tiefer Lage der Schlauchöffnung unter der Wasseroberfläche fast stets vermieden werden. Die Dämpfung des Gerätes wurde experimentell bestimmt und war für den verwendeten Schlauchdurchmesser (8 mm) und die Länge von 2 bis 7 m aperiodisch. Für die vorkommenden Seichesperioden lieferte sie keine meßbaren Phasenverschiebungen und Verkleinerungen der Amplituden. Mit einem kurzen Schlauch, dessen Mündung nur etwa $^1/_2$ m unter der Wasseroberfläche liegt, können mit diesem Gerät auch brauchbare Registrierungen von Oberflächenwellen gemacht werden.

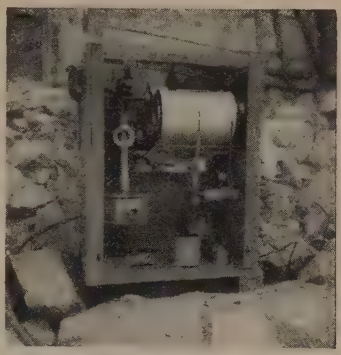

Abb. 3. Transportabler Limnograph. Windgeschwindigkeit und Seiches werden auf derselben Trommel registriert.

Für gleichzeitige Messungen an verschiedenen Punkten des Seeufers wurden noch zwei weitere Instrumente verwendet, und zwar erstens der Statolimnograph von Chrystal [*2*]. Er besteht aus einem Richardschen Luftdruckvariographen („Statoskop"), der mit einem teilweise im Wasser stehenden Gefäß durch einen Schlauch verbunden ist. Auch dieses Gerät ist leicht transportabel und liefert ausgezeichnete Registrierungen von großer Genauigkeit. Chrystal [*2*] hat eine ausführliche Theorie dieses Instrumentes gegeben. Auf sehr weichem Boden oder bei stärkerem Wellengang bietet die Aufstellung des Gefäßes einige Schwierigkeiten. Am besten eignet es sich für kurzdauernde Vergleichsmessungen. Schließlich wurde noch ein einfaches Zeigerlimnimeter nach Endrös [*11*] verwendet, welches sich schon mehrfach [*2*, *11*, *13*] sehr gut bewährt hat.

Mit den beschriebenen Apparaten wurden Registrierungen von insgesamt 70 Tagen Dauer (= zirka 500 m Registrierstreifen) gesammelt, deren Verarbeitung im wesentlichen auf zwei Arten erfolgte. Die einknotige Schwingung war fast stets mit so überragender Amplitude vorhanden, daß ihre Periode durch Division des betrachteten Zeitintervalls durch die Anzahl der darin enthaltenen Schwingungen bestimmt werden konnte*.

* Die wesentlichste Fehlerquelle hiebei besteht in der Möglichkeit eines Phasenwechsels durch zusätzliche Erregung einer gleichen Schwingung mit verschiedener Phase, was in der Registrierung jedoch zumeist unschwer zu erkennen ist.

Aber gerade deshalb mußte zur Messung der Perioden der Oberschwingungen mit ihren zumeist sehr kleinen Amplituden eine Analyse der Limnogramme nach der erstmalig von Chrystal für diese Zwecke verwendeten Restmethode vorgenommen werden. Sie beruht auf der schrittweisen Elimination der einzelnen Glieder einer Interferenzkurve durch Überlagerung zweier kongruenter, auf der Zeitachse um die halbe Periode des zu eliminierenden Anteils verschobener Kurven.

Von den in Tabelle 2 mitgeteilten Beobachtungsergebnissen wurden die eingeklammerten Periodenwerte auf diese Art gemessen. Die Methode ist zwar etwas mühevoll, doch gestattet es ihre Genauigkeit, mit einem nicht allzu umfangreichen Beobachtungsmaterial auszukommen. Besonders wertvoll erwies sich die Restmethode für die Ermittlung der Periode der zweiknotigen Schwingung, welche in keiner der Registrierungen unmittelbar zu erkennen war.

Wie erwähnt, war die Höhe des Seespiegels während der ganzen Zeit der Beobachtungen starken unperiodischen Änderungen unterworfen. Fast alle Registrierungen zeigen eine stetig fallende oder steigende Tendenz; die reinen Seicheskurven sind annähernd einer Geraden $\eta_1 = \alpha \cdot t$ mit der Steigung α überlagert. Wendet man auf eine derartige Registrierung die Restmethode an und verschiebt um den Betrag τ, so gilt für die neue Gerade $\eta_2 = \alpha\,(t + \tau)$. Ihre Superposition mit der ursprünglichen liefert eine Gerade mit der Steigung $2\,\alpha$. So hat man bei einer z. B. dreimaligen Anwendung der Restmethode schon eine achtmal so starke Neigung der Registrierung, wodurch die überlagerten Schwingungen nicht mehr mit der nötigen Klarheit zum Ausdruck kommen. Diese Schwierigkeit ließ sich durch einen kleinen Umweg bei der Ausführung der Restmethode leicht beseitigen.

Die Gleichung der Interferenzkurve lautet unter Hinzufügung des unperiodischen Anteils

$$\Sigma\,\eta_i = \alpha\,t + \eta_1 \sin \sigma_1\,(t - \varphi_1) + \eta_2 \sin \sigma_2\,(t - \varphi_2) + \ldots .$$

Diese Kurve wird nun mit einer gleichen, welche auf der Zeitachse um den zunächst beliebigen Betrag τ verschoben und außerdem um die Zeitachse „umgeklappt" ist, überlagert. Ihre Gleichung lautet

$$\Sigma\,\eta_i' = -\,\alpha\,(t + \tau) - \eta_1 \sin \sigma_1\,(t - \varphi_1 + \tau) - \eta_2 \sin \sigma_2\,(t - \varphi_2 + \tau) + \ldots$$

Die Überlagerung gibt

$$\Sigma\,\eta_i + \Sigma\,\eta_i' = -\,\alpha\,\tau - 2\,\eta_1 \cos \frac{\pi\,\tau}{T_1} \sin \sigma_1 \left(t - \varphi_1 + \frac{\tau}{2}\right) - \\ - 2\,\eta_2 \cos \frac{\pi\,\tau}{T_2} \sin \sigma_2 \left(t - \varphi_2 + \frac{\tau}{2}\right) - \ldots$$

Die neue Kurve ist parallel der Zeitachse um den Betrag $\alpha\,\tau$ verschoben und enthält noch alle Glieder mit den Frequenzen σ_1, $\sigma_2 \ldots$ Bei der praktischen Ausführung braucht man also nur die von der Registrierung gezeichnete Kopie längs der Zeitachse umzuklappen. Zur Elimination der Schwingung T_i muß die Verschiebung $\tau = T_i$ betragen.

Daß man auf diese Art auch relativ kurzdauernde unperiodische Störungen ausschalten kann, ist an einem Beispiel Abb. 4 gezeigt*. Kurve I ist ein Stück einer Registrierung vom südlichen See-Ende, in der um etwa 15.50 Uhr eine Störung zu erkennen ist. Eine Verschiebung um $T_1/2$ (gestrichelt) liefert Kurve II, in welcher die dreiknotige Schwingung deutlich wird. Eine weitere Verschiebung um $T_3/2$ gibt Kurve III, in welcher die nun bereits vierfache Steigerung des unperiodischen Anteils sich sehr störend bemerkbar macht. (Kurve IV ist die Störung in natürlicher Größe.)

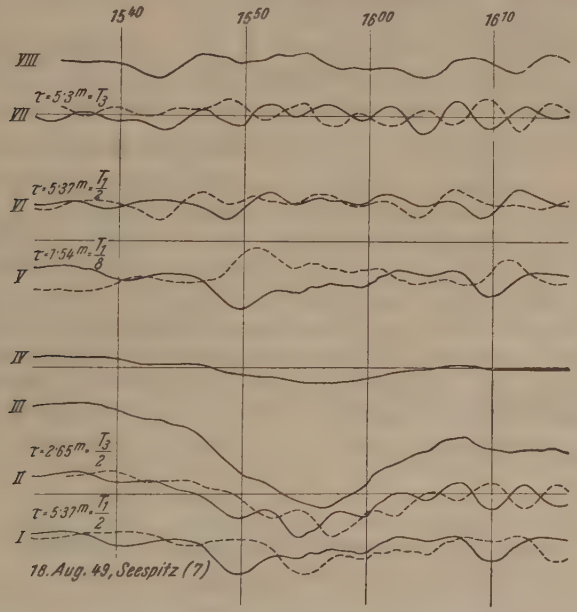

Abb. 4. Beispiel für die Ausschaltung einer unperiodischen Störung in einem Limnogramm. Beobachtungspunkt 7, 18. August 1949, 1/3 nat. Gr.

Kurve V ist wieder das Original, seine Kopie ist diesmal aber um die Zeitachse umgeklappt und nur um $T_1/8$ verschoben. Die Verschiebung wurde deshalb so klein gewählt, weil die Dauer der unperiodischen Störung (zirka 25 Minuten) so gering ist, daß sie durch eine zur Ausschaltung der Schwingung T_1 nötige Verschiebung um $T_1 = 10{,}7$ Minuten nur zum Teil eliminiert werden würde. Kurve VI enthält dadurch neben allen Oberschwingungen auch noch die einknotige Welle in einem stark verkleinerten Betrag, während der unperiodische Anteil so gut wie ausgeschaltet ist. Eine mit Kurve VI in der normalen Weise durchgeführte Verschiebung um $T_1/2$ liefert Kurve VII mit der dreiknotigen Welle ohne die in Kurve II vorhandene Verzerrung.

* Wenn nicht eigens angegeben, stammen alle gezeigten Registrierungen vom transportablen Limnographen.

Um etwaige in kleinen Beträgen noch immer vorhandene Störungen zu eliminieren, wurde nun Kurve VII abermals umgeklappt und um $T_3 = 5{,}3$ min. verschoben. Die Superposition, Kurve VIII, zeigt zwar sehr schwach, aber immerhin noch erkennbar eine Schwingung von etwa 7 Minuten Dauer, auf deren vermutliche Natur bei Behandlung der Schelfschwingungen eingegangen wird. Die eben beschriebene Art der Ausschaltung unperiodischer Störungen konnte in vielen Fällen mit Erfolg angewendet werden. Insbesondere wenn die Störung die Form einer überlagerten, ungefähr geraden Linie hat, ist damit auch kein Mehraufwand an Arbeit verbunden.

Will man neben den Perioden auch die Amplituden der einzelnen Anteile der Interferenzkurve bestimmen, dann muß man berücksichtigen, daß ihre Größen durch die Anwendung der Restmethode um den Faktor $2\cos\frac{\pi\tau}{T_i}$ verändert werden. Mit einer Registrierung, welche z. B. alle in Tabelle 1 zusammengestellten Schwingungsperioden T_1 bis T_5 mit den dazugehörigen Amplituden η_1 bis η_5 enthält, werde zur Ausschaltung der Schwingung T_1 eine Verschiebung um $\tau = T_1/2 = 5{,}5$ min. durchgeführt. In der erhaltenen Restkurve ist dann $\eta_1 = 0$, während sich die Amplituden aller übrigen Anteile in der in Tabelle 1 angegebenen Weise verändert haben. Es kann bei einem entsprechenden zahlenmäßigen Verhältnis der einzelnen Schwingungsperioden vorkommen, daß man gleichzeitig mit der Ausschaltung einer Komponente auch eine andere aus der Interferenzkurve entfernt. Dies ist für alle Schwingungen der Fall, bei denen der Faktor $2\cos\frac{\pi\tau}{T}$ die Größe $2\cos\pi\frac{2n-1}{2}$ ($n = 1, 2, 3, \ldots$.) hat.

Tabelle 1. *Beispiel zur Änderung der Amplituden der einzelnen Glieder einer Interferenzkurve durch Anwendung der Restmethode.*

Periode (min) Oktober 1949	$T_1 = 11{,}0$	$T_2 = 8{,}3$	$T_3 = 5{,}3$	$T_4 = 4{,}2$	$T_5 = 3{,}3$
Tatsächliche Amplitude ...	η_1	η_2	η_3	η_4	η_5
Amplitude nach Verschiebung um $\tau = T_1/2$	0	$-0{,}96 \cdot \eta_2$	$-1{,}98 \cdot \eta_3$	$-1{,}12 \cdot \eta_4$	$1{,}00 \cdot \eta_5$

Schließlich wurde in einigen wenigen Fällen noch eine dritte Art der Periodenmessung verwendet, der jedoch nur geringe praktische Verwendbarkeit bei derartigen Untersuchungen zukommt. Das Auftreten von Symmetriepunkten in der Registrierung deutet darauf hin, daß zwei oder mehr Schwingungen vorhanden sind, deren Perioden in einem (nahezu) ganzzahligen Verhältnis zueinander stehen, also $n \cdot T_1 = m \cdot T_2$. Bei Kenntnis des zeitlichen Abstandes der Symmetriepunkte und einer der beteiligten Schwingungsperioden kann die andere meist leicht ermittelt werden.

Beobachtungsergebnisse.

Während der Zeit der Beobachtungen (Mai—November 1949) war die Höhe des Seespiegels den in Abb. 5 dargestellten Schwankungen unterworfen. Die Kurve wurde an Hand der täglichen Pegelablesungen in Pertisau gezeichnet und die Angaben in Metern beziehen sich auf den dort festgelegten Nullpegel (Seehöhe 928,85 m). Die Zeitabschnitte, von denen Messungen vorliegen, sind durch Kreise angedeutet. Der stärkste Anstieg des Wasserstandes erfolgte um den 15. August und betrug während einiger Tage 20 cm/Tag. Mit Rücksicht auf diese Schwankungen und ihre Auswirkungen wurden die gemessenen Schwingungsperioden stets auf das zu der betreffenden Zeit vorhandene mittlere Seeniveau bezogen.

In Abb. 1 sind ein Teil der insgesamt 26 Stellen, an denen beobachtet wurde, durch Kreise gekennzeichnet und die wichtigsten unter ihnen mit Nummern versehen, welche auch den entsprechenden Limnogrammen beigefügt sind. Die längsten Registrierungen liegen von den Stationen 7 und T_s vor.

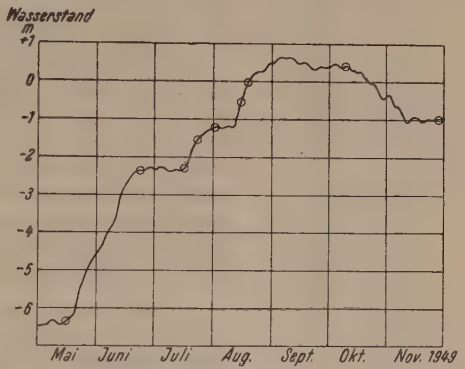

Abb. 5. Der mittlere Wasserstand im See während der Dauer der durchgeführten Beobachtungen.

In Tabelle 2 sind die Ergebnisse der Beobachtungen nach Datum und Wasserstand geordnet zusammengestellt. Schwingungen mit mehr als fünf Knoten konnten in dem vorliegenden Material nicht aufgefunden werden.

Entsprechend der regelmäßigen Form des Seebeckens dominiert die einknotige Schwingung, sowohl in der Häufigkeit, als auch in der Größe der Amplituden. Mit wenigen Ausnahmen war sie in allen Registrierungen deutlich vorhanden. Ihre größte Amplitude wurde bei 7 (Seespitz) nach einem Gewitter am 15. Juli gemessen und betrug 5,5 cm. Doch waren an diesem Punkt Amplituden von 3 cm schon selten. Ein ungefährer Durchschnittswert in dem betrachteten Zeitraum liegt bei etwa 1,5 bis 2 cm.

Die zweiknotige Schwingung ist weit weniger häufig und konnte an keiner Stelle des Sees in reiner Form beobachtet werden. Ihre Amplitude in Seespitz überstieg in keinem Fall 1 cm.

Als häufigste Oberschwingung wurde die dreiknotige gefunden. Ihre durchschnittliche Amplitude betrug in Seespitz 0,6 bis 0,7 cm. Abb. 6 zeigt einen Ausschnitt aus einer Registrierung von 9 (Buchau). Bei ziemlich gleichbleibender Windstärke wird um etwa 05,30 plötzlich eine dreiknotige Welle mit beträchtlicher Amplitude erregt. Durch das ebenfalls aus der Abbildung ersichtliche sehr starke Ansteigen des Seespiegels zu dieser Zeit wurde leider die Registrierung um zirka 07,00 unter-

Tabelle 2. *Zusammenstellung aller beobachteten Seiches von einem bis fünf Knoten bei verschiedenen Wasserständen.*

Datum 1949	Wasserstand m	T_1 min			T_2			T_3			T_4			T_5		
		Anzahl	Serien	Periode	Anzahl	Serien	Periode	Anzahl	Serien	Periode	Anzahl	Serien	Periode	Anzahl	Serien	Periode
15. Mai	— 6,42	21	2	10,0												
22. Juni	— 2,39	91	2	10,36												
23. Juni	— 2,39				18	2	(5,6)	20	2	(4,6)						
24. Juni	— 2,39													14	1	2,6
25. Juni	— 2,39	45	2	10,31												
14. Juli	— 2,38	38	2	10,23												
17. Juli	— 2,25	84	1	10,33	17	2	(5,41				86	2	3,4	16	1	(2,7)
22. Juli	— 1,69							71	5	4,6						
24. Juli	— 1,53	14	1	10,3												
29. Juli	— 1,36	129	3	10,27	26	3	(6,04)									
30. Juli	— 1,30	78	2	10,34										19	1	(2,9)
31. Juli	— 1,28	41	2	10,36												
3. August	— 1,21	26	2	10,37	7	1	(6,05)							14	1	2,8
14. August	— 0,84							19	2	5,33						
17. August	— 0,33	43	1	10,7				27	3	(5,32)						
18. August	— 0,15				30	3	(8,35)	26	1	5,32	21	3	4,13			
19. August	— 0,04	43	1	10,75				9	1	5,32						
20. August	+ 0,03							10	1	(5,53)						
7. Oktober ...	+ 0,39	83	4	10,95												
12. Oktober ...	+ 0,38	48	1	11,0	13	3	(8,3)	45	5	5,34				36	3	3,35
28. November .	— 1,00	20	2	10,4												
Änderung der Periode Juni-Oktober				6,4%			33,8%			15%						22%

brochen. Es war dies der einzige beobachtete Fall des Auftretens einer Oberschwingung größerer Amplitude bei Abwesenheit der einknotigen Schwingung.

Die vierknotige Schwingung wurde relativ selten beobachtet. Sie war in keiner der hergestellten Restkurven zu erkennen, konnte aber in zwei Fällen aus Registrierungen von Station Nr. 11 direkt bestimmt werden. Ihre durchschnittliche Amplitude betrug dort 0,3 cm.

Etwas häufiger war wieder die fünfknotige Welle mit einer mittleren Amplitude von 0,3 bis 0,5 cm (Seespitz) zu beobachten. Aus Registrierungen von Station Nr. 4 konnte ihre Periode auch direkt bestimmt werden, während sonst dazu stets die Restmethode verwendet werden mußte.

Querschwingungen (Transversalseiches) wurden an keiner Stelle des Seeufers beobachtet. Bei der einleitend erwähnten Art der meteorologischen Einflüsse auf den Seespiegel und seiner geringen durchschnittlichen Breite von zirka 800 m liegen die Entstehungsbedingungen für solche Schwingungen nicht günstig.

Der schelfartige Charakter des südlichen See-Endes mit seiner geringen Wassertiefe ließ es erwarten, daß dort eine beträchtliche Steigerung der Amplitude aller Schwingungen eintreten müßte. In Abb. 7 ist die Kurve I eine Registrierung von Station Nr. 7. Die einknotige Welle hat eine mittlere Amplitude von 3,8 cm. Kurve II wurde an Hand von Beobachtungen mit dem Zeigerlimnimeter bei Station Nr. 9 gezeichnet. Die Amplitude beträgt dort zur selben Zeit nur 1,1 cm. Noch deutlicher wird diese Amplitudensteigerung zwischen den Stationen 9 und 7 bei den beiden Restkurven Ia und IIa, aus denen die einknotige Welle entfernt ist. Die hervortretende dreiknotige Schwingung hat bei 9 eine Amplitude von 0,14 cm und bei 7 eine Amplitude von 0,8 cm. Die dreiknotige Schwingung ist außerdem an beiden Stellen in umgekehrter Phase, das heißt es liegt eine Knotenlinie dazwischen. Kurve III wurde ebenfalls mit dem Zeigerlimnimeter aufgenommen, und zwar bei Station Nr. 10 am nördlichen See-Ende. Die einknotige Welle ist sehr regelmäßig und gegenüber Station 7 in umgekehrter Phase. Das Amplitudenverhältnis beträgt 1,2 : 3,5.

Besonders interessant sind die aus Tabelle 2 ersichtlichen Veränderungen der Schwingungsperioden

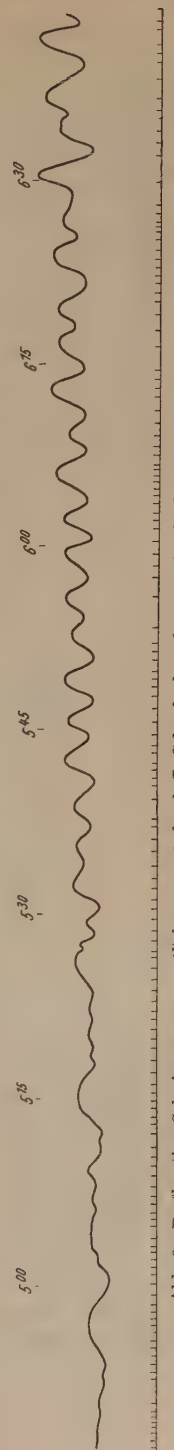

Abb. 6. Dreiknotige Schwingung, vermutlich angeregt durch Luftdruckschwankungen. Beobachtungspunkt T_8, 19. Juli 1949, 1/3 nat. Gr.

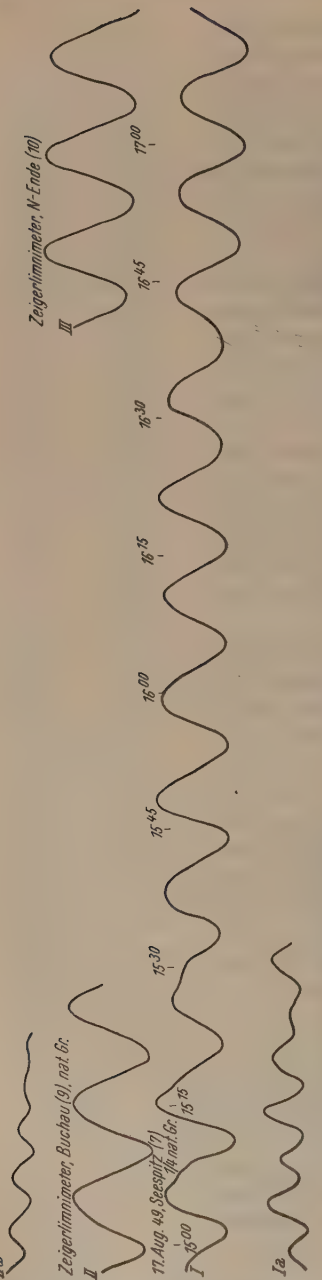

Abb. 7. Amplituden- und Phasenvergleiche an den Meßpunkten 7, 9, 10 (s. Abb. 1). *I a* und *II a* sind zugehörige Restkurven.

mit dem Wasserstand. Die unten angeführten Zahlen geben die jeweilige prozentuale Änderung der Periode zwischen Juni und Oktober 1949. Eine Absenkung des Seespiegels verringert sowohl die mittlere Tiefe als auch die Länge des Sees. Beide Änderungen wirken sich auf die Periode der Eigenschwingungen in entgegengesetztem Sinne aus. Zu einer groben Abschätzung dieses Effektes diene die MERIAN-sche Formel

$$T = \frac{2\,l}{\sqrt{g\,h}} \qquad \begin{matrix} l = \text{Länge}, \\ h = \text{mittlere Tiefe}. \end{matrix}$$

Die totale Änderung von T

$$dT = \frac{\partial T}{\partial l}\,dl + \frac{\partial T}{\partial h}\,dh,$$

bzw.

$$dT = \frac{2}{\sqrt{g\,h}}\,dl - \frac{l}{h \cdot \sqrt{g\,h}}\,dh$$

zeigt, daß, falls $dT = 0$ ist, die Beziehung

$$2\,\frac{dl}{l} = \frac{dh}{h}$$

besteht. Wenn sich die Periode nicht ändern soll, muß die relative Änderung der mittleren Tiefe gleich der doppelten relativen Änderung der Länge sein. Für den Achensee mit einer Länge von 9300 m und einer mittleren Tiefe von 67 m würde nach obiger Formel die Periode dann unverändert bleiben, wenn bei einer Absenkung von 6 m der See sich um zirka 410 m verkürzen würde. Tatsächlich beträgt aber die Verkürzung in diesem Fall nahezu 600 m und die Periode wird sich daher ebenfalls verkürzen. Die relative Änderung der Periode

$$\frac{dT}{T} = \frac{1}{l}\,dl - \frac{1}{2\,h}\,dh$$

ergibt sich unter Verwendung obiger Zahlen kleiner, als es die Beobachtungen zeigen, da die MERIANsche Formel streng ja nur für ein recht-

eckiges Becken konstanten Querschnitts gilt. Die Änderung der Periode der einknotigen Welle beträgt nur 6,4%, während alle anderen Perioden wesentlich größeren Änderungen unterworfen sind.

Die Ursache hiefür liegt in der Anordnung der Knotenlinien, wie später noch genauer gezeigt werden wird.

Die Lage des Knotens der einknotigen Schwingung konnte mit dem transportablen Limnographen durch Messungen an fünf verschiedenen Stellen in kurzen zeitlichen Abständen festgestellt werden. Die Beobachtungsstellen liegen etwa 800 m auseinander (in Abb. 1 mit 1, 2, 3, 4, 5 bezeichnet). In den Registrierungen von 2 und 3 erschien die Schwingung in umgekehrter Phase und 1,5 bzw. 3,5 mm Amplitude. Unter Vernachlässigung etwaiger Änderungen der Amplitude während der Messungen ergibt sich durch Interpolation die Knotenlinie an der in Abb. 1 mit K_1 bezeichneten Stelle. Die später aus der Theorie gefundene Lage weicht von dieser um nur etwa 50 m ab.

Auch bei den vorliegenden Untersuchungen erwies es sich als schwierig, genaue Angaben über die Ursache der Seiches zu machen [*1, 2, 4, 10*]. Wie erwähnt bildet der tägliche Talaufwind von der bayrischen Ebene in das Inntal das Hauptmerkmal der Windverhältnisse im Achental. Wenn man von Frontdurchgängen und sonstigen Störungen absieht, dann stellt sich um die Mittagszeit ein Nordwind ein, der am frühen Nachmittag ein von der allgemeinen Wetterlage abhängiges Maximum erreicht und nach Sonnenuntergang wieder abflaut. Seine durchschnittliche maximale Stärke liegt bei etwa 4 Beaufort. Das Bild des ungestörten Ablaufs besteht demgemäß in einer Anregung von Schwingungen in den späten Nachmittagsstunden, namentlich wenn die Windstärke rasch nachläßt. Abb. 8 zeigt einen derartigen Fall. Um etwa 16.30 läßt die Windstärke rasch nach und es entsteht eine einknotige Welle mit einer Amplitude von 1 cm. Das vorliegende Material enthält eine Reihe solcher Registrierungen. Für Intervalle von der Länge einer Schwingung sind in Abb. 8 unten jeweils die Werte der Windgeschwindigkeit in m/sec angegeben, ebenso die Größe der Amplitude.

Ein Beispiel für eine sehr wahrscheinlich durch Luftdruckschwankungen erzeugte Schwingung ist

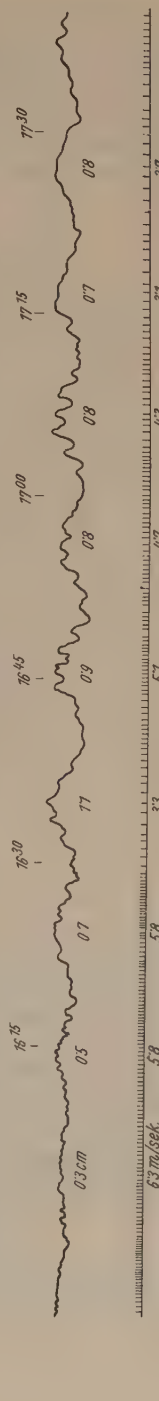

Abb. 8. Erregung einer einknotigen Schwingung durch rasches Nachlassen des Windes. Beobachtungspunkt T_3, 20. Juli 1949, 1/3 nat. Gr.

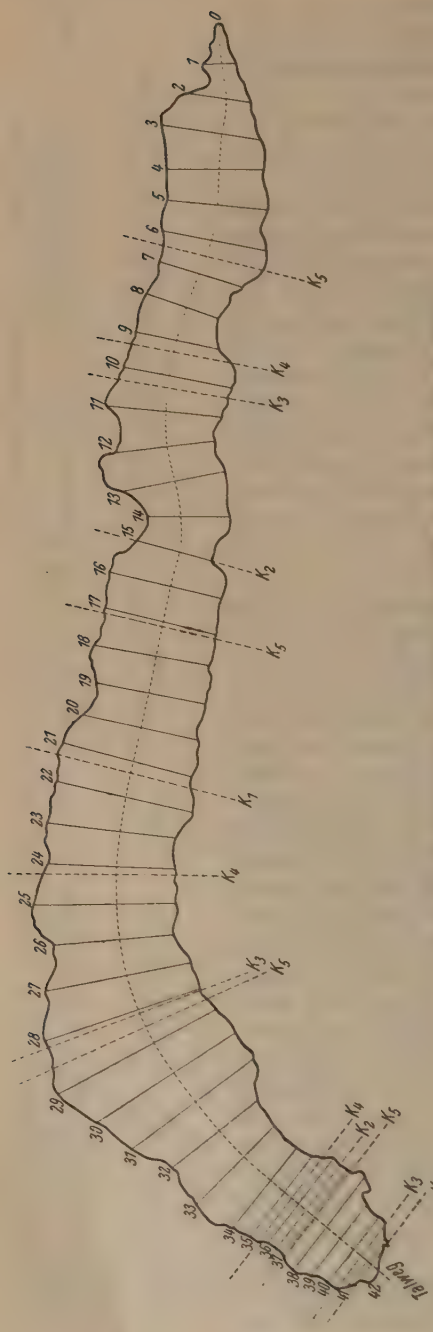

Abb. 9. Lage der zur Rechnung verwendeten Querschnitte. K_1 bis K_5 Knotenlinien.

die früher erwähnte dreiknotige Schwingung Abb. 6. Die gleichzeitige Windregistrierung läßt keinerlei Unstetigkeiten erkennen.

Anwendung der Theorie.

Von den verschiedenen zur Lösung der hydrodynamischen Gleichungen der Seiches angegebenen Methoden hat sich die von A. DEFANT angegebene infolge ihrer relativ einfachen Anwendungsweise in der Limnologie und Ozeanographie am besten durchgesetzt [*6, 7, 8, 18*]. Die Eigenschwingungen des Achensees wurden nach dieser Methode berechnet.

Die x-Achse liege horizontal in der ungestörten Wasserfläche, die z-Achse vertikal nach unten. Wenn η die vertikale Bewegung des Wasserspiegels und ξ die horizontale Verschiebung eines Wasserteilchens bedeuten, dann lauten die Bewegungs- und Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} \text{ und}$$

$$\eta = -\frac{1}{b} \frac{\partial S \xi}{\partial x}$$

wobei S die Fläche eines Profils senkrecht auf die x-Achse und b die Breite des Sees bedeuten. Die zur numerischen Integration obiger Gleichungen abgeleiteten Beziehungen lauten:

$$\Delta \eta = \frac{4\pi^2}{g T^2} \cdot \xi \cdot \Delta x \qquad (1)$$

und

$$\xi = -\frac{1}{S} \int_0^x \eta \, \delta F. \qquad (2)$$

wenn $b \cdot dx = \delta F$ gesetzt wird. δF ist ein Stück der Seeoberfläche zwischen zwei um Δx auseinanderliegenden Profilen. Sind für eine Anzahl von Querschnitten die Flächen S und δF gegeben, dann lassen sich mit den Gl. (1) und (2) sowohl die Periode T als auch die Größen η und ξ längs des ganzen Sees ohne Schwierigkeit berechnen. Mit einer bei $x = 0$ willkürlich gewählten Amplitude 1 und einem angenäherten Wert der Periode T wird die Rechnung schrittweise für den ganzen See

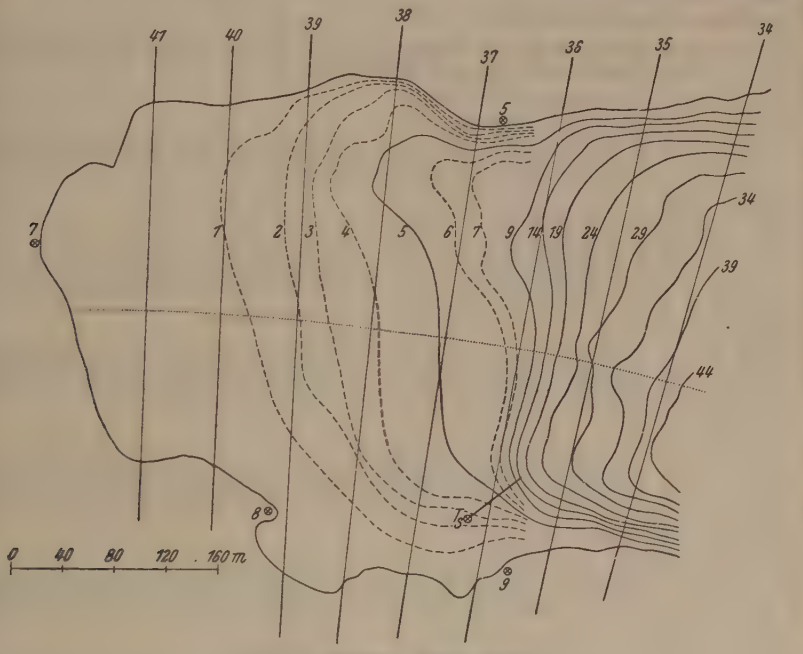

Abb. 10. Südlicher Seeteil (Schelf).

so oft durchgeführt, bis auch für das andere Ende des Sees ($x = l$) bei jeweils etwas abgeänderter Periode die Grenzbedingung $\xi = 0$ erfüllt ist.

Außer der bei stehenden Wellen in Seen im wesentlichen zutreffenden Annahme, daß η und ξ nur Funktionen von x und t sind, enthält die Methode keinerlei Vernachlässigungen, da man den Abstand der einzelnen Querschnitte beliebig klein wählen kann.

Die erwähnten Änderungen des mittleren Wasserstandes im See während der Zeit der Beobachtungen und die dadurch hervorgerufenen Änderungen der Schwingungsperioden legten es nahe, die Theorie bei zwei verschiedenen Wasserständen anzuwenden. Unter Berücksichtigung der Anzahl und Verläßlichkeit der Beobachtungen wurden dazu ein Stand des Seespiegels von + 30 cm (7. bis 12. Oktober) und ein weiterer von — 230 cm (14. bis 20. Juli) ausgewählt.

In Abb. 9 sind die zur Rechnung verwendeten Profile durch mit Nummern versehene Querstriche gekennzeichnet. Die Profilflächen S

Tabelle 3. *Nach der Methode von* A. Defant *berechnete Hubhöhen und Horizontalverschiebungen für den Wasserstand — 2,3 m.*

Querschnitt Nr.	Wasserstand — 2,3 m		$T_1 = 10{,}1$ min		$T_2 = 5{,}45$ min		$T_3 = 4{,}2$ min		$T_4 = 3{,}28$ min		$T_5 = 2{,}6$ min	
	$\delta F \cdot 10^{-2}\,m^2$	$S \cdot 10^{-2}\,m^2$	ξ	η	ξ	η	ξ	η	ξ	η	ξ	η
0			0,0	+ 1,00	0,00	+ 1,00	0,00	+ 1,00	0,00	+ 1,00	0,00	+ 1,00
1	214	29	— 8,48	+ 0,98	— 8,48	+ 0,92	— 8,48	+ 0,86	— 8,48	+ 0,79	— 8,48	+ 0,66
2	582	113	— 6,94	+ 0,96	— 6,65	+ 0,86	— 6,63	+ 0,77	— 5,95	+ 0,64	— 5,30	+ 0,45
3	1299	408	— 4,97	+ 0,95	— 4,58	+ 0,82	— 4,20	+ 0,70	— 3,67	+ 0,54	— 2,89	+ 0,33
4	1671	432	— 8,36	+ 0,92	— 7,50	+ 0,75	— 6,68	+ 0,60	— 5,56	+ 0,40	— 4,01	+ 0,17
5	1673	532	— 9,69	+ 0,90	— 8,45	+ 0,67	— 7,30	+ 0,49	— 5,80	+ 0,26	— 3,78	— 0,02
6	1758	560	— 12,02	+ 0,87	— 16,13	+ 0,58	— 8,46	+ 0,36	— 6,31	+ 0,10	— 3,64	— 0,13
7	1649	324	— 25,22	+ 0,80	— 20,49	+ 0,39	— 16,45	+ 0,10	— 11,43	— 0,19	— 5,65	— 0,36
8	1279	459	— 26,98	+ 0,73	— 20,96	+ 0,20	— 16,03	— 0,14	— 10,16	— 0,45	— 4,03	— 0,52
9	1334	459	— 22,14	+ 0,67	— 16,14	+ 0,05	— 11,48	— 0,32	— 6,25	— 0,60	— 1,49	— 0,58
10	1725	739	— 15,30	+ 0,63	— 10,14	— 0,04	— 6,38	— 0,42	— 2,47	— 0,66	+ 0,43	— 0,56
11	1946	656	— 19,08	+ 0,58	— 11,30	— 0,14	— 5,94	— 0,51	— 0,81	— 0,68	+ 2,14	— 0,48
12	1619	584	— 23,05	+ 0,51	— 12,31	— 0,26	— 5,26	— 0,59	+ 0,98	— 0,66	+ 3,73	— 0,32
13	1945	526	— 27,50	+ 0,44	— 12,72	— 0,37	— 3,65	— 0,65	+ 3,53	— 0,57	+ 5,34	— 0,11
14	1485	383	— 39,47	+ 0,34	— 16,02	— 0,52	— 2,51	— 0,69	+ 7,05	— 0,39	+ 7,76	+ 0,20
15	1305	375	— 41,46	+ 0,23	— 14,55	— 0,65	+ 0,17	— 0,69	+ 8,56	— 0,18	+ 7,21	+ 0,49
16	1752	727	— 21,95	+ 0,17	— 5,94	— 0,71	+ 1,57	— 0,67	+ 4,84	— 0,05	+ 2,54	+ 0,59
17	1912	735	— 22,15	+ 0,11	— 4,04	— 0,74	+ 3,28	— 0,61	+ 4,93	+ 0,07	+ 0,96	+ 0,63
18	1943	730	— 22,59	+ 0,05	— 2,09	— 0,76	+ 4,94	— 0,54	+ 4,78	+ 0,19	— 0,71	+ 0,61
19	1986	665	— 24,96	— 0,02	— 0,03	— 0,76	+ 7,03	— 0,43	+ 4,68	+ 0,31	— 2,59	+ 0,50
20	1845	766	— 21,63	— 0,07	+ 1,81	— 0,74	+ 7,14	— 0,32	+ 3,32	+ 0,39	— 3,46	+ 0,36
21	2183	867	— 18,92	— 0,12	+ 3,47	— 0,71	+ 7,11	— 0,21	+ 1,95	+ 0,44	— 3,97	+ 0,20
22	2315	745	— 21,10	— 0,18	+ 6,26	— 0,66	+ 8,94	— 0,07	+ 0,89	+ 0,46	— 0,25	— 0,01
23	2286	766	— 19,97	— 0,23	+ 8,04	— 0,58	+ 8,90	+ 0,06	— 0,52	+ 0,45	— 5,08	— 0,21
24	2080	726	— 20,39	— 0,29	+ 10,14	— 0,49	+ 9,21	+ 0,21	— 1,83	+ 0,40	— 4,75	— 0,40
25	2204	738	— 19,21	— 0,34	+ 11,43	— 0,38	+ 8,45	+ 0,34	— 3,01	+ 0,33	— 3,47	— 0,54

26	2402	584	— 22,90	— 0,40	+ 16,03	— 0,24	+ 9,29	+ 0,48	— 5,15	+ 0,20	— 2,15	— 0,63
27	2237	601	— 20,77	— 0,45	+ 16,45	— 0,09	+ 7,25	+ 0,59	— 5,74	+ 0,05	+ 0,24	— 0,62
28	2812	692	— 16,18	— 0,50	+ 14,63	+ 0,05	+ 3,89	+ 0,65	— 5,20	— 0,08	+ 2,72	— 0,51
29	3047	753	— 12,86	— 0,53	+ 13,25	+ 0,17	+ 0,94	+ 0,66	— 4,46	— 0,19	+ 4,56	— 0,33
30	2989	696	— 11,64	— 0,56	+ 13,62	+ 0,29	— 1,83	+ 0,64	— 4,01	— 0,29	+ 6,34	— 0,07
31	2641	634	— 10,44	— 0,59	+ 13,72	+ 0,42	— 4,66	+ 0,57	— 3,19	— 0,37	+ 7,25	+ 0,22
32	2259	376	— 14,06	— 0,63	+ 20,63	+ 0,61	— 11,26	+ 0,39	— 3,15	— 0,45	+ 10,90	+ 0,66
33	1861	317	— 12,99	— 0,66	+ 20,90	+ 0,80	— 15,66	+ 0,15	— 1,10	— 0,48	+ 9,07	+ 1,02
34	1820	316	— 9,24	— 0,69	+ 16,39	+ 0,95	— 16,59	— 0,11	+ 1,65	— 0,44	+ 3,22	+ 1,15
35	811	159	— 14,84	— 0,71	+ 27,70	+ 1,04	— 32,41	— 0,35	+ 5,50	— 0,37	+ 0,46	+ 1,16
36	809	43	— 43,00	— 0,76	+ 83,14	+ 1,41	— 113,73	— 1,20	+ 27,40	— 0,03	— 20,23	+ 0,77
37	760	20	— 63,50	— 0,84	+ 124,33	+ 1,96	— 197,84	— 2,68	+ 59,92	+ 0,70	— 72,38	— 0,65
38	737	13	— 50,60	— 0,91	+ 81,30	+ 2,32	— 154,95	— 3,84	+ 53,41	+ 1,35	— 75,97	— 2,13
39	480	—	—	— 0,97	—	+ 2,80	—	— 5,30	—	+ 2,40	—	— 4,20

wurden für jeden Querschnitt gemäß den in der SCHATZschen Karte (Abb. 1) von 10 zu 10 m gezeichneten Schichtenlinien gezeichnet und ihre Flächeninhalte ermittelt, während die Flächen δF direkt aus der Karte bestimmt wurden ($\Delta x = 243$ m). Von Querschnitt Nr. 34 an wurde wegen der dort beginnenden raschen Änderung der Profilflächen $\Delta x = 119$ m gewählt und die Werte S und δF aus einer genaueren Karte (1 : 1000) bestimmt, wobei eine Reduktion beider Karten auf dasselbe Niveau nötig war. In dieser Weise wurden die Größen S und δF zuerst für den Pegelstand Null und dann für den Pegelstand — 10 m gemessen. Die gesuchten Werte für die Wasserstände + 0,3 m und — 2,3 m wurden unter Annahme einer linearen Änderung in diesem Bereich durch Interpolation ermittelt. Der Seeteil zwischen Querschnitt Nr. 34 und dem See-Ende ist in Abb. 10 dargestellt. Die gezeichnete Uferlinie entspricht einem Pegelstand von etwa + 0,3 m.

In den Tabellen 3 und 4 sind die Ergebnisse der Rechnung für die beiden Wasserstände gegeben. Neben der Nummer des jeweiligen Querschnittes stehen die zu diesem gehörigen Werte S und δF. Die fünf weiteren Kolonnen enthalten die entsprechenden Größen ξ und η unter der Annahme, daß die Amplitude am Nordende jeweils 1 ist. Bei den Knotenlinien wechselt das Vorzeichen von η, bei den Schwingungsbäuchen das Vorzeichen von ξ. Die Durchrechnung der 42 Querschnitte* wurde insgesamt 43mal durchgeführt.

* Die große Anzahl der verwendeten Querschnitte ließ es erlaubt erscheinen, auf eine von A. DEFANT angegebene Möglichkeit der Steigerung der Genauigkeit dieser Methode, die

Tabelle 4. *Nach der Methode von* A. Defant *berechnete Hubhöhen und Horizontalverschiebungen für den Wasserstand + 0,3 m.*

Querschnitt Nr.	Wasserstand + 0,3 m		$T_1 = 10{,}95$ min		$T_2 = 8{,}4$ min		$T_3 = 5{,}26$ min		$T_4 = 4{,}18$ min		$T_5 = 3{,}33$ min	
	$\delta F \cdot 10^{-2}\,m^2$	$S \cdot 10^{-2}\,m^2$	ξ	η	ξ	η	ξ	η	ξ	η	ξ	η
0			0,00	+ 1,00	0,00	+ 1,00	0,00	+ 1,00	0,00	+ 1,00	0,00	+ 1,00
1	243	29	— 8,38	+ 0,98	— 8,38	+ 0,97	— 8,38	+ 0,94	— 8,38	+ 0,89	— 8,38	+ 0,80
2	612	121	— 6,95	+ 0,97	— 6,88	+ 0,94	— 5,90	+ 0,83	— 3,61	+ 0,65	— 6,01	+ 0,65
3	1306	426	— 4,95	+ 0,95	— 4,86	+ 0,92	— 4,05	+ 0,77	— 2,87	+ 0,60	— 3,71	+ 0,56
4	1676	447	— 8,28	+ 0,94	— 8,08	+ 0,89	— 6,60	+ 0,73	— 4,80	+ 0,55	— 5,61	+ 0,42
5	1693	549	— 9,63	+ 0,91	— 9,34	+ 0,85	— 7,45	+ 0,67	— 5,38	+ 0,48	— 5,87	+ 0,28
6	1647	578	— 11,76	+ 0,89	— 11,30	+ 0,81	— 8,76	+ 0,60	— 6,26	+ 0,39	— 6,37	+ 0,12
7	1677	337	— 24,60	+ 0,83	— 23,41	+ 0,72	— 17,57	+ 0,51	— 12,20	+ 0,30	— 11,53	— 0,16
8	1313	352	— 26,59	+ 0,77	— 25,03	+ 0,62	— 18,03	+ 0,34	— 12,06	+ 0,11	— 10,42	— 0,42
9	1351	473	— 22,02	+ 0,72	— 20,44	+ 0,55	— 13,90	+ 0,16	— 8,75	+ 0,08	— 6,58	— 0,58
10	1743	757	— 15,41	+ 0,69	— 14,02	+ 0,49	— 8,73	+ 0,02	— 4,98	— 0,21	— 2,78	— 0,64
11	1958	675	— 19,30	+ 0,64	— 17,18	+ 0,43	— 9,65	— 0,06	— 4,74	— 0,29	— 1,25	— 0,67
12	1649	600	— 23,47	+ 0,59	— 20,50	+ 0,35	— 10,42	— 0,16	— 4,33	— 0,37	+ 0,45	— 0,66
13	1976	542	— 28,12	+ 0,53	— 23,97	+ 0,26	— 10,58	— 0,26	— 2,61	— 0,43	+ 2,91	— 0,59
14	1506	396	— 40,48	+ 0,44	— 33,79	+ 0,14	— 13,09	— 0,36	— 2,56	— 0,48	+ 6,24	— 0,44
15	1335	388	— 42,81	+ 0,34	— 34,95	+ 0,00	— 11,67	— 0,49	— 0,82	— 0,52	+ 7,88	— 0,25
16	1782	746	— 23,08	+ 0,29	— 18,20	— 0,06	— 4,63	— 0,60	+ 0,85	— 0,53	+ 4,69	— 0,13
17	1927	754	— 23,58	+ 0,23	— 17,85	— 0,13	— 2,92	— 0,65	+ 2,17	— 0,52	+ 4,98	— 0,01
18	1964	749	— 24,36	+ 0,18	— 17,63	— 0,20	— 1,16	— 0,68	+ 3,47	— 0,49	+ 5,05	+ 0,11
19	2004	683	— 27,22	+ 0,12	— 18,74	— 0,27	+ 0,74	— 0,69	+ 5,08	— 0,43	+ 5,20	+ 0,24
20	1871	785	— 23,97	+ 0,06	— 15,67	— 0,33	+ 2,28	— 0,68	+ 5,27	— 0,36	+ 3,95	+ 0,34
21	2208	889	— 21,32	+ 0,01	— 13,03	— 0,38	+ 3,65	— 0,66	+ 5,33	— 0,27	+ 2,66	+ 0,41
22	2345	768	— 24,73	— 0,04	— 13,93	— 0,43	+ 6,13	— 0,62	+ 6,75	— 0,19	+ 1,85	+ 0,45
23	2322	787	— 23,99	— 0,10	— 12,32	— 0,47	+ 7,63	— 0,56	+ 6,84	— 0,09	+ 0,49	+ 0,46
24	2109	748	— 25,01	— 0,15	— 11,64	— 0,52	+ 9,44	— 0,49	+ 7,15	— 0,02	— 0,78	+ 0,44
25	2229	761	— 24,11	— 0,21	— 9,91	— 0,56	+ 10,43	— 0,40	+ 6,63	+ 0,13	— 2,05	+ 0,39

26	2448		— 29,58	— 0,27	— 10,25	— 0,59	+ 14,35	— 0,29	+ 7,42	+ 0,23	— 4,17	+ 0,29
27	2282		— 27,56	— 0,33	— 7,73	— 0,62	+ 14,41	— 0,15	+ 5,89	+ 0,35	— 5,07	+ 0,16
28	2856		— 22,65	— 0,39	— 4,25	— 0,64	+ 12,59	— 0,01	+ 3,37	+ 0,44	— 5,06	+ 0,04
29	3089		— 19,27	— 0,43	— 1,38	— 0,64	+ 11,13	+ 0,11	+ 1,05	+ 0,49	— 4,81	— 0,08
30	3043	724	— 19,04	— 0,47	+ 1,22	— 0,64	+ 11,11	+ 0,22	— 0,90	+ 0,51	— 4,87	— 0,20
31	2694	660	— 18,94	— 0,52	+ 3,95	— 0,62	+ 10,84	+ 0,33	— 3,01	+ 0,50	— 4,54	— 0,31
32	2311	394	— 28,67	— 0,58	+ 10,27	— 0,59	+ 15,59	+ 0,43	— 7,68	+ 0,45	— 5,53	— 0,44
33	1928	335	— 30,43	— 0,65	+ 15,48	— 0,53	+ 14,98	+ 0,59	— 10,95	+ 0,33	— 3,97	— 0,54
34	1850	331	— 27,20	— 0,71	+ 18,64	— 0,46	+ 11,07	+ 0,73	— 11,99	+ 0,16	— 0,10	— 0,56
35	869	174	— 48,12	— 0,76	+ 37,69	— 0,39	+ 17,10	+ 0,79	— 23,13	+ 0,07	+ 0,93	— 0,55
36	923	59	— 129,30	— 0,90	+ 116,70	— 0,18	+ 36,64	+ 0,87	— 66,25	— 0,10	+ 11,34	— 0,42
37	884	36	— 192,90	— 1,12	+ 198,70	+ 0,19	+ 35,15	+ 1,04	— 95,37	— 0,60	+ 29,29	— 0,07
38	865	29	— 207,10	— 1,34	+ 242,60	+ 0,63	+ 7,19	+ 1,21	— 79,00	— 1,32	+ 38,75	+ 0,39
39	952	14	— 340,00	— 1,72	+ 464,20	+ 1,48	— 71,99	+ 1,24	+ 31,30	— 1,92	+ 53,98	+ 1,03
40	786	5	— 623,70	— 2,40	+ 990,90	+ 3,29	— 325,05	+ 0,90	+ 243,67	— 2,16	— 14,44	+ 0,86
41	690	4	— 415,00	— 2,86	+ 759,00	+ 4,67	— 327,10	— 0,65	+ 391,05	— 0,32	— 175,56	+ 1,23
42	565	—	—	— 3,50	—	+ 6,00	—	— 2,20	—	+ 2,63	—	+ 2,00

Tabelle 5 enthält die theoretischen und die beobachteten Periodenwerte und ihre Abweichung, ausgedrückt in Prozenten der letzteren. Außer bei der zweiknotigen Schwingung sind alle theoretischen Perioden etwas kleiner als die beobachteten, worin sich möglicherweise ein geringfügiger Einfluß der Reibung bemerkbar macht. Abgesehen von einer etwas größeren Abweichung der beiden Periodenwerte der dreiknotigen Welle (Wasserstand — 2,3 m) kann die Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung insbesondere bei den mehrknotigen Schwingungen als sehr befriedigend bezeichnet werden.

Die Lage der Tiefenlinien im südlichen Seeteil (Abb. 10) läßt erkennen, daß das einleitend erwähnte Schelfgebiet etwa bei Querschnitt 36 beginnt. Aus den in Abb. 11a bis e dargestellten Verteilungen der Hubhöhen η erkennt man, wie alle Schwingungen auf dem Schelf eine sehr beträchtliche Steigerung ihrer Amplituden erfahren. Am stärksten ist dies bei der zweiknotigen Schwingung (Wasserstand + 0,3 m) ausgeprägt. Die Amplituden am Nord- und Südende des Sees verhalten sich wie 1 : 6. In der Anordnung der Knotenlinien äußert sich der Einfluß des Schelfs besonders deutlich. Bei vol-

auf zur numerischen Rechnung weniger bequeme Gleichungen führt, zu verzichten. Eine Vergleichsrechnung ergab nur unbedeutende Abweichungen.

lem See liegen von den insgesamt 15 berechneten Knotenlinien (fünf stehende Wellen) allein sechs zwischen dem Querschnitt 35 und dem See-Ende auf einer Strecke von nur 700 m Länge (Abb. 1). Eine Ab-

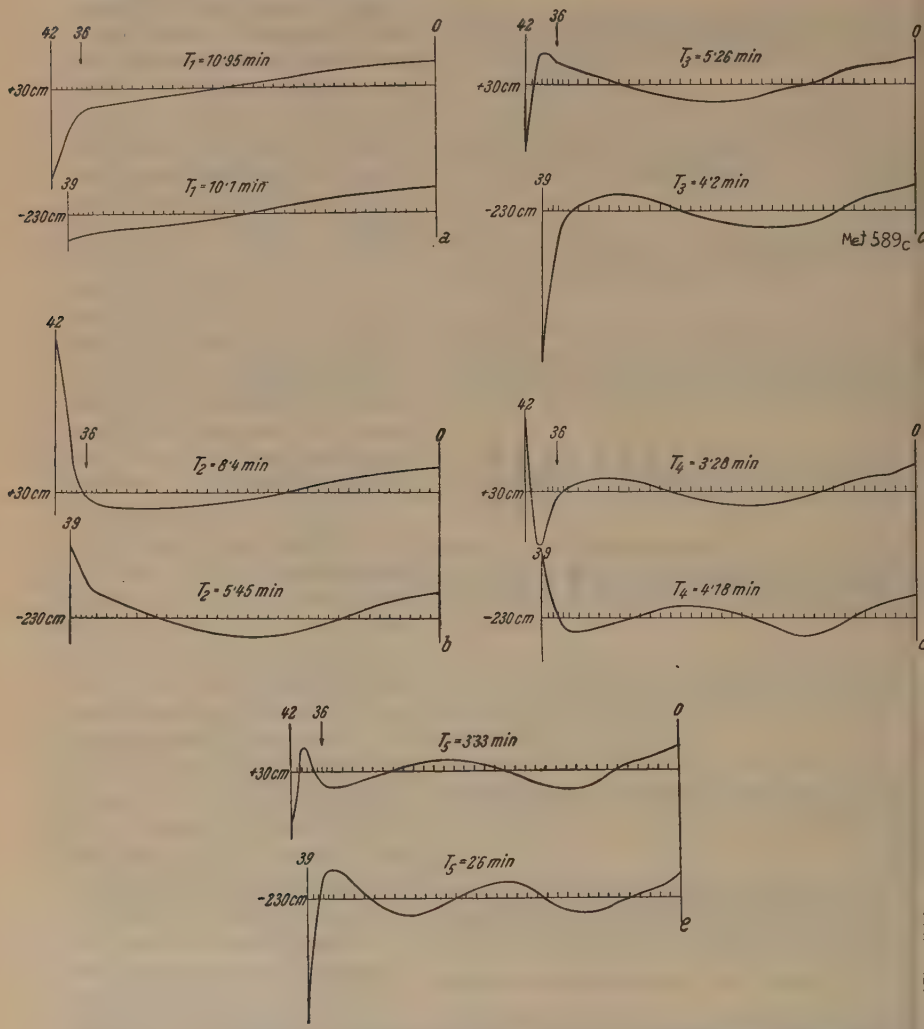

Abb. 11 a bis e. Berechnete Verteilung der Hubhöhen der ein- bis fünfknotigen Schwingung.

senkung des Seespiegels um 2,3 m verkürzt den Schelf um etwa 400 m und es ist daher verständlich, daß diese Verkürzung von sehr großem Einfluß auf die Lage der Knotenlinien sein muß. In Abb. 11 sind die jeweils zusammengehörigen Knotenlinien durch Striche verbunden. Der Pfeil bezeichnet den Beginn des flachen Seeteils.

Tabelle 5. *Vergleich der theoretischen und der beobachteten Seichesperioden.*

	Wasserstand + 0,3 m			Wasserstand — 2,3 m		
	theoretisch	beobachtet	Abw. %	theoretisch	beobachtet	Abw. %
T_1	10,95	10,97	— 0,2	10,1	10,3	— 1,9
T_2	8,4	8,3	— 1,2	5,45	5,41	— 0,7
T_3	5,26	5,34	— 1,5	4,2	4,6	— 8,7
T_4	4,18	—	—	3,28	3,4	— 3,5
T_5	3,33	3,35	— 0,6	2,6	2,7	— 3,7

Durch die Absenkung des Seespiegels sind alle Knotenlinien um bestimmte Beträge gegen den tiefen Teil hin verschoben. Die Verschiebung in Metern gibt Tabelle 6. Die Numerierung der Knotenlinien beginnt am südlichen See-Ende. Bei jeder Schwingung ist die Verschiebung der nördlichsten Knotenlinie am geringsten. Die Knotenlinien der Schwingung T_2 werden durchschnittlich um den größten Betrag verschoben.

Tabelle 6. *Verschiebung der Knotenlinien durch Absenkung des Seespiegels.*

Knotenlinie	1.	2.	3.	4.	5.
Schwingung T_1 ...	680				
T_2 ...	1850	1360			
T_3 ...	830	1360	705		
T_4 ...	630	1850	1820	535	
T_5 ...	460	1310	1610	925	415

Da am Ort des Schwingungsbauches einer stehenden Welle $\xi = 0$ ist, könnte man dort eine lotrechte, undurchlässige Wand einschieben, ohne an der Schwingung irgend etwas zu ändern. Bei der fünfknotigen Schwingung kommt nun das Ende des Sees ($\xi = 0$) nach einer Absenkung des Spiegels um 2,3 m gerade dort zu liegen, wo diese Schwingung bei vollem See ihren ersten Schwingungsbauch aufwies (ebenfalls $\xi = 0$). Entsprechend der erwähnten allgemeinen Bedingung für stehende Wellen müßte nach der Absenkung die Schwingung, welche vorher mit einer Periode von 3,33 min und fünf Knoten auftrat, nun bei einer ungefähr gleichen Periode nur vier Knoten besitzen. In der Tat unterscheiden sich die beiden Schwingungen T_5 (+ 0,3 m Wasserstand) und T_4 (— 2,3 m Wasserstand) voneinander nur um 0,07 min. Auch bei der vierknotigen Schwingung trifft das Ende des abgesenkten Sees fast genau mit dem

ersten Schwingungsbauch bei vollem See zusammen. Der Unterschied zwischen T_4 (+ 0,3 m Wasserstand) und T_3 (— 2,3 m Wasserstand) ist ebenfalls sehr klein, nämlich 0,02 min. Zwischen der dreiknotigen und der zweiknotigen Schwingung bestehen diese Zusammenhänge nicht, da bei der ersteren das See-Ende nach der Absenkung ungefähr mit der ursprünglichen Lage einer Knotenlinie zusammenfällt.

Je kleiner die Länge des Schelfgebietes relativ zur Wellenlänge der stehenden Welle wird, desto weniger wird die symmetrische Anordnung der Knotenlinien gestört, was in Abb. 11b an dem Bild der zweiknotigen Schwingung beim Wasserstand — 2,3 m deutlich zu sehen ist. Die Knotenlinien liegen fast genau bei $^1/_4$ bzw. $^5/_4$ der Längsachse des Sees.

Die Werte für die Horizontalverschiebungen ξ (Tabelle 3, 4) zeigen eine den Hubhöhen analoge Verteilung. Die plötzliche Verengung zwischen den Querschnitten 35 und 36 bewirkt ein außerordentlich starkes Ansteigen der Strömungsgeschwindigkeit auf dem Schelf, insbesondere bei vollem See. Beträgt z. B. die Amplitude der zweiknotigen Schwingung am Nordende 1 cm, dann entspricht dem eine maximale horizontale Verschiebung eines Wasserteilchens auf dem Schelf von nahezu 10 m. Während einer Periode $T_2 = 8{,}4$ min legt dieses Teilchen einen Weg von 20 m zurück, was einer mittleren Stromgeschwindigkeit von ~ 4 cm/sec entspricht.

Reibungseinflüsse.

Der Energieverbrauch der Seichesbewegungen äußert sich in einem Abklingen der Schwingungsamplituden, welches durch das logarithmische Dekrement $\Lambda = (ln\,\eta_i - ln\,\eta_{i+n})/n$ ausgedrückt werden kann. Die aus den Beobachtungen gefundenen Werte von Λ sind im allgemeinen außerordentlich klein, da sich die Reibung vorwiegend auf eine dünne Grenzschichte zwischen Wasser und Untergrund beschränkt, sofern die Tiefe der schwingenden Wassermasse im Verhältnis zu ihrer Größe nicht zu gering ist [8]. A. Defant [4] und Emden geben für den Gardasee bzw. Starnberger See Werte von $\Lambda = 0{,}023$ bzw. 0,03. Den verschwindend kleinen Einfluß solcher Dämpfungskonstanten auf die Schwingungsdauer zeigt die gute Übereinstimmung zwischen den Beobachtungsen und der die Reibung nicht berücksichtigenden Theorie. Ein aus dem gesamten Beobachtungsmaterial vom Achensee gewonnener Mittelwert des logarithmischen Dekrements beträgt 0,022. Ordnet man die einzelnen Werte nach dem Beobachtungsort, an welchem sie erhalten wurden, dann ergibt sich $\Lambda = 0{,}034$ für den flachen Teil des Sees und $\Lambda = 0{,}011$ für Beobachtungspunkte am Ufer des tiefen Beckens. Wenn zwischen Strömungsgeschwindigkeit und Reibungskraft eine lineare Proportionalität herrschen würde, dann müßte das logarithmische Dekrement eine Konstante und für alle Amplituden gleich groß sein. Die untersuchten Abklingkurven lassen jedoch erkennen, daß letzteres nicht der Fall ist, sondern die Werte von Λ während einer Schwingungsserie dazu neigen, mit abnehmenden Amplituden ebenfalls kleiner zu werden. Leider ist das vorliegende

Material nicht groß genug, um hierüber einen ungefähren quantitativen Zusammenhang ableiten zu können.

Ist in der schwingenden Wassermasse die Strömungsgeschwindigkeit durch geringe Tiefe oder durch starke Einschnürungen des Querschnitts erhöht, dann kann die Reibung nicht mehr vernachlässigt werden. A. DEFANT [*9*] berechnete die prozentuale Verlängerung der Schwingungsdauer unter Berücksichtigung der Turbulenzreibung und konnte am Beispiel des Plattensees (Ungarn) nachweisen, wie bedeutend der Einfluß der Reibung auf die Schwingungsdauer unter diesen Umständen sein kann. Wenn die Größe der Reibungskraft innerhalb der schwingenden Wassermasse *örtlich* verschieden ist, kommt es außerdem zu Abweichungen in der Verteilung der Amplituden und zu örtlichen Verschiedenheiten der Phase, welche beim Studium der Gezeiten in Schelfmeeren eine wichtige Rolle spielen [*7*, *18*].

Tabelle 7. *Theoretisches und beobachtetes (durch Reibung beeinflußtes) Verhältnis der Amplituden am Beginn des Schelfs und am See-Ende.*

Querschnitt	Amplitude beobachtet	Verhältnis	Amplitude theoretisch	Verhältnis
42	2,81	3,27	3,33	3,87
36	0,86		0,86	
42	3,20	1,64	3,50	1,79
38—39	1,95		1,95	
42	1,05	2,44	1,50	3,49
36	0,43		0,43	

In dem flachen Teil des Achensees konnte auf Grund gleichzeitiger Messungen an verschiedenen Punkten festgestellt werden, daß dort die Verteilung der Schwingungsamplituden Abweichungen von der theoretisch berechneten zeigt. In der ersten Kolonne der Tabelle 7 stehen jeweils zwei, durch die Nummern der entsprechenden Querschnitte (Abb. 9) bezeichnete Beobachtungsorte, an welchen gleichzeitig gemessen wurde. Die beiden folgenden Kolonnen enthalten die an beiden Punkten beobachteten Amplituden und ihr Verhältnis, sowie die theoretisch für diese Punkte abgeleiteten Amplituden und ihr Verhältnis unter der Annahme einer jeweils übereinstimmenden Amplitude an der vom See-Ende entfernteren Stelle. In allen Fällen ist die am See-Ende beobachtete Amplitude kleiner als sie theoretisch sein müßte. Die im vorigen Kapitel erwähnten, relativ hohen Strömungsgeschwindigkeiten im flachen Teil haben offenbar ein starkes Ansteigen der Reibung in diesem Gebiet zur Folge, welches sich in dieser von der Theorie ab-

weichenden Verteilung der Hubhöhen äußert. Die Perioden der Schwingungen des gesamten Sees werden dadurch kaum beeinflußt, da der Schelfteil gegenüber der großen Wassermasse des übrigen Sees völlig zurücktritt. Unter Benützung der in Tabelle 7 gegebenen Werte soll im folgenden versucht werden, die Größe der Dämpfungskonstante für den flachen Teil des Achensees zu berechnen. Das Koordinatensystem liege so, daß am Beginn des Schelfs $x = 0$ und an seinem Ende $x = l =$ $= 0{,}7$ km ist. Die Schwingung des gesamten Sees bildet eine Analogie zur Gezeit im freien Ozean. Die in den flachen Teil einlaufende Welle kann nach Fjeldstad [*18*] unter der Bedingung, daß die in jedem Wegelement verbrauchte Energie proportional der dort herrschenden Wellenamplitude ist, dargestellt werden durch

$$\eta_1 = \eta_0 e^{-\mu x} \cos(\sigma t - \varkappa x) = \eta_0 e^{-\mu x} (\cos \sigma t \cos \varkappa x + \sin \sigma t \sin \varkappa x) \quad (1)$$

wenn η_0 die Amplitude an der Stelle $x = 0$ bedeutet. Die Größen σ und $\varkappa$ sind durch Periode und Wellenlänge der einknotigen Schwingung bestimmt. Für die bei $x = l$ reflektierte Welle gilt dann

$$\eta_2 = \eta_0 e^{-\mu(2l-x)} \cos[\sigma t - \varkappa(2l - x)] =$$
$$= \eta_0 e^{-\mu(2l-x)} [\cos \sigma t \cos \varkappa (2l - x) + \sin \sigma t \sin \varkappa (2l - x)]. \quad (2)$$

Durch Überlagerung von (1) und (2) ergibt sich

$$\eta = \eta_0 e^{-\mu x} [\{\cos \varkappa x + e^{-2\mu(l-x)} \cos \varkappa (2l - x)\} \cos \sigma t +$$
$$+ \{\sin \varkappa x + e^{-2\mu(l-x)} \sin \varkappa (2l - x)\} \sin \sigma t]. \quad (3)$$

Aus Gl. (3) für $x = 0$ erhalten wir unter Einführung von $e^{-2\mu l} \sin 2\varkappa l =$ $= A \cdot \sin \alpha$ und $1 + e^{-2\mu l} \cos 2\varkappa l =$ $= A \cdot \cos \alpha$

$$\eta = \eta_0 \cdot A \cdot \cos(\sigma t - \alpha),$$

wobei

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{e^{-2\mu l} \sin 2\varkappa l}{1 + e^{-2\mu l} \cos 2\varkappa l}. \quad (4)$$

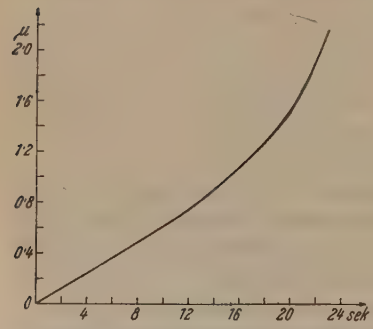

Abb. 12. Phasenverschiebung der einknotigen Schwingung zwischen den Querschnitten 36 und 42 in Abhängigkeit von der Dämpfungskonstante.

Die maximale Amplitude tritt bei $x = 0$ dann ein, wenn $t = \alpha/\sigma$. Bei $x = l$ ist dies nach Gl. (3) dann der Fall, wenn $t = \frac{\varkappa l}{\sigma}$, d. h. der gesuchte Phasenunterschied zwischen $x = 0$ und $x = l$ ist $\varepsilon = \frac{\varkappa l}{\sigma} - \frac{\alpha}{\sigma}$ (5).

In Abb. 12 ist unter Verwendung von (4) und (5) und der Zahlenwerte $l = 0{,}7$ km, $\sigma = 0{,}00952$ sec^{-1}, $\varkappa = 0{,}338$ km^{-1} die Größe von ε in Abhängigkeit von μ dargestellt. Die Phasenverschiebung ist Null für $\mu = 0$ und nähert sich für große Werte von μ einem Grenzwert von 24,8 sec, der dann erreicht wird, wenn bei $x = 0$ die reflektierte Welle nicht mehr vorhanden ist. Im Fall reibungsloser Bewegung herrscht an der

Stelle $x = l$ die Amplitude $\eta' = 2\,\eta_0$. Das Verhältnis der Amplituden mit und ohne Reibung an diesem Punkt ist demnach

$$\frac{\eta}{\eta'} = e^{-\mu l}.$$

Bildet man mit den in Tabelle 7 gegebenen Werten dieses Verhältnis, so erhält man (unter Ausschluß der Werte vom Querschnitt 38 bis 39, die ja mit den übrigen nicht unmittelbar vergleichbar sind) einen Mittelwert von

$$\eta/\eta' = 0{,}772.$$

Daraus ergibt sich $\mu = 0{,}37$. Der dazugehörige Wert der Phasenverschiebung beträgt laut Abb. 12 6,2 sec. Dieses Ergebnis wird durch die Beobachtungen insofern bestätigt, als es nicht möglich war, in den Registrierungen der gleichzeitig laufenden Instrumente einen meßbaren Phasenunterschied festzustellen.

Bei theoretischen Überlegungen wird als Dämpfungskonstante meist eine Größe β [sec^{-1}] bzw. $b = \dfrac{\beta T}{2\pi}$ verwendet, welche in der Bewegungsgleichung der freien Welle unter Einwirkung einer der Geschwindigkeit proportionalen Reibungskraft auftritt. Letztere lautet für ein rechteckiges Becken konstanter Tiefe (14)

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + \beta \frac{\partial \xi}{\partial t} - g\,h \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = 0 \qquad h = \text{Wassertiefe}.$$

Aus ihrer Lösung in reeller Form

$$\xi = A \cdot e^{-1/2 \beta t} \cos(\sigma t - \varkappa x + \varepsilon) \tag{12}$$

und der Kontinuitätsbedingung

$$\eta = -h \frac{\partial \xi}{\partial x}$$

erhält man für die Hubhöhe den Ausdruck

$$\eta = A \cdot h \cdot \varkappa\, e^{-1/2 \beta t} \sin(\sigma t - \varkappa x + \varepsilon), \tag{13}$$

welcher die vertikale Bewegung des Wasserspiegels als Funktion von x und t in genau derselben Weise beschreibt, wie die früher ohne Rücksicht auf physikalische Zusammenhänge verwendete Gl. (1).

$$\eta_1 = \eta_0\, e^{-\mu x} \cos(\sigma t - \varkappa x). \tag{14}$$

Da $x = \sigma/\varkappa \cdot t$ ist, kann man in Gl. (14) setzen

$$e^{-\mu x} = e^{-\mu \frac{\sigma}{\varkappa} \cdot t}.$$

Die ursprünglich in Abhängigkeit von x dargestellte Dämpfung der Amplitude ist nun in Abhängigkeit von t gegeben und man erhält aus Gl. (13) und (14)

$$e^{-1/2 \beta t} = e^{-\mu \frac{\sigma}{\varkappa} \cdot t} \text{ bzw. } \beta = 2\,\mu \frac{\sigma}{\varkappa}.$$

Mit dem früher berechneten Wert von μ liefert diese Beziehung

$$\beta = 0{,}0208 \text{ und } b = 2{,}19.$$

In einer Zusammenfassung der aus mehreren Untersuchungen gefundenen Werte b für bestimmte Wassertiefen gibt A. Defant [7] $b = 1{,}2 - 2{,}0$ für $h < 10$ m. Wenn man bedenkt, daß in einem relativ großen Teil des Gebietes, für welches die Dämpfungskonstante bestimmt wurde, die Wassertiefe 1 m und kleiner ist, so scheint der gefundene Wert von b in befriedigender Übereinstimmung mit den bereits bekannten Werten zu stehen.

Schelfschwingungen.

Im flachen Teil des Achensees konnten neben den normalen Seiches auch kurzperiodische Schwingungen von außerordentlicher Prägnanz beobachtet werden, deren Deutung auf einige Schwierigkeiten stößt. Abb. 13 gibt einen Ausschnitt aus einer Registrierung vom Beobachtungspunkt T_s. Einer langen Reihe von einknotigen Schwingungen sind kurzperiodische Wellen überlagert, deren Periode in diesem Fall 1,3 min

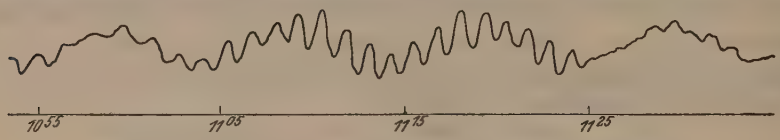

Abb. 13. Schelfschwingung, einer einknotigen Schwingung überlagert. Beobachtungspunkt T_s, 24. Juni 1949, $^1/_2$ nat. Gr.

beträgt. Diese überlagerten Schwingungsreihen umfassen durchschnittlich 5 bis 15 einzelne Wellen mit einer mittleren Periode von 1,45 min. Der Verbindungsschlauch vom transportablen Limnographen zum Wasser lag an dieser Stelle in einer etwa 25 m langen und 1 m tiefen Rinne, welche ein nur nach starkem Regen fließender Bach in den weichen Untergrund gegraben hat. Die Schwingung wurde ausschließlich bei einem Wasserstand von — 2,4 m und nur an dieser Stelle beobachtet. Zwei Aufstellungen des Limnographen etwa 100 m links und rechts der Mündung der Rinne lieferten Registrierungen, in denen zwar noch kurzperiodische Wellen vorhanden waren, aber so unregelmäßig und wenig ausgeprägt, daß eine auch nur annähernd verläßliche Periodenmessung nicht mehr möglich erschien. An dem sehr flachen Strand machten sich trotz großer Dämpfung des Apparates die anlaufenden Oberflächenwellen störend bemerkbar.

Die Beobachtungen zeigen eindeutig, daß die Schwingung nur dann auftritt, wenn einige Zeit hindurch ein Nordwind von etwa 2 bis 3 Beaufort geweht hat, das heißt wenn die Oberflächenwellen eine bestimmte Größe erreicht haben. Der Beweis für diesen Zusammenhang besteht darin, daß die Schwingung nicht aufhört, solange noch größere Oberflächenwellen vorhanden sind, auch wenn der Wind schon völlig abgeflaut ist. In Abb. 14 ist die Schelfschwingung einer schwachen, einknotigen Welle überlagert. Die mittleren Amplituden der Schelfschwingung (ausgezogen) und die gleichzeitige Windgeschwindigkeit sind in Abb. 15 dargestellt.

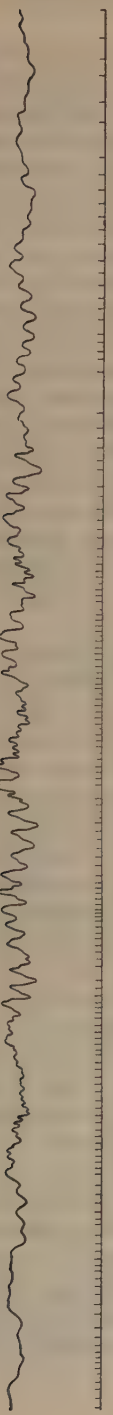

Abb. 14. Schelfschwingung, überlagert von Eigenschwingungen der Wasserrinne beim Beobachtungspunkt T_8, 14. Juli 1949, $^1/_3$ nat. Gr.

Bei ungefähr gleichbleibender Windstärke bleibt die Amplitude der Schelfseiches zunächst klein, um etwa um 19,10 rasch auf 10 mm anzusteigen. Der Abfall der Amplitude ist gegenüber der Abnahme des Windes ebenfalls verzögert. Während die Windgeschwindigkeit bereits auf 1,5 m/sec gesunken ist, haben die Schelfseiches noch eine Amplitude von 7 mm.

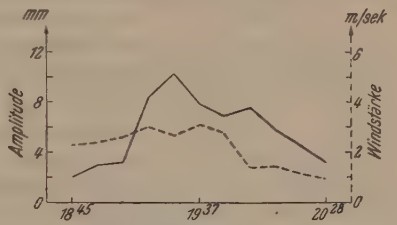

Abb. 15. Amplitude der Schelfschwingung (ausgezogen) und gleichzeitige Windstärke (gestrichelt).

Eine naheliegende Erklärung dieser Schwingung als Eigenschwingung der Rinne beim Aufstellungsort des Limnographen kommt zunächst nicht in Frage, da sie bei den gegebenen Dimensionen eine Periode von nur 31 sec gegenüber den beobachteten 87 sec besitzen würde. Auch eine Querschwingung des ganzen Sees mit einer Knotenlinie in der Längsachse scheidet aus, da ihre Periode bei $l \simeq 640$ m und $h \simeq 4$ m ungefähr 3,4 min sein müßte.

Betrachtet man das Profil des Seebodens senkrecht auf die Schichtenlinien in dem betreffenden Gebiet

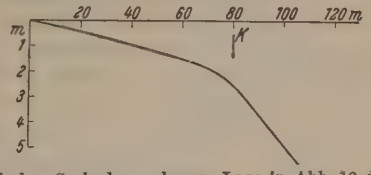

Abb. 16. Profil des Seebodens, dessen Lage in Abb. 10 durch eine Linie bei T_8 angedeutet ist.

(Abb. 16), dann erscheint es möglich, die beobachtete Schwingung als Schelfschwingung zu deuten.

Japanische Autoren [*15*] konnten im Biwasee beobachtete Schelfschwingungen mittels der Du Boisschen Formel

$$T = \sum_{x=0}^{x=l} \frac{4\,\Delta\,x}{\sqrt{g\,h}},$$

in durchaus befriedigender Weise erklären. Berechnet man nach dieser Formel die Schwingungsdauer des

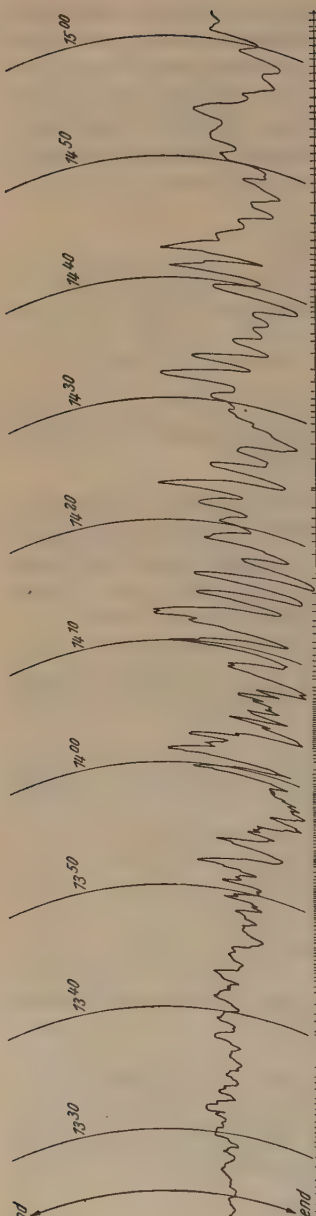

Abb. 17. Schelfschwingung und Erregung einer einknotigen Schwingung während eines Gewitters. Beobachtungspunkt T_s, 15. Juli 1949, $^1/_3$ nat. Gr.

Schelfs (Abb. 16), dann ergibt sich unter der Annahme einer Knotenlinie bei K, $T_s = 1{,}36$ min in guter Übereinstimmung mit dem beobachteten Wert von 1,45 min. Wie man aus Abb. 10 ersieht, ist die Breite des Schelfs sehr variabel und es erscheint deshalb zweifelhaft, daß nur der eine schmale Streifen, für den die Rechnung ausgeführt wurde, für die Periode ausschlaggebend sein soll. Die Rinne beim Aufstellungsort des Limnographen setzt sich flacher werdend noch ein Stück in den See hinaus fort. Möglicherweise ist dies die Ursache, daß gerade dieser Teil der Wassermassen des Schelfs besonders leicht zu Schwingungen angeregt werden kann. Diese Möglichkeit der Erklärung erscheint trotz ihrer Mängel noch am ehesten geeignet, die vorhandenen Beobachtungen zu deuten.

Die Anregung der Schelfschwingungen erfolgt sehr wahrscheinlich durch Oberflächenschwellengruppen (Schwebungen), welche beim Auflaufen eine mit der Periode der Schwebung alternierende Strömung erzeugen. Messungen mit dem schwach gedämpften Statolimnographen ergaben Perioden der Wellengruppen von 1 min und darüber, während die Perioden der einzelnen Wellen wenige Sekunden nicht überschritten.*

In Abb. 17 ist die interessanteste der Registrierungen vom Punkt T_s abgebildet. Einer kaum erkennbaren einknotigen Schwingung von 2 bis 3 mm Amplitude sind schwache Schelfseiches überlagert, bei einer mittleren Windgeschwindigkeit aus Norden von etwa 3,0 m/sec. Um 13,30 flaut der Wind für einige Minuten ab, um dann mit einer

* Wären die beobachteten „Schelfseiches" durch die Oberflächenwellengruppen erzwungene Schwingungen der Rinne, dann müßte dort entgegen den tatsächlichen Verhältnissen eine Vielzahl von verschiedenen Perioden zu beobachten sein.

kräftigen Gewitterbö von einer maximalen Stärke von 12 m/sec (2 m über dem Boden) wieder einzusetzen. Gleichzeitig ging über dem südlichen Teil des Sees ein schwerer Hagel- und Regenschauer nieder. Das durch die Gewitterbö verursachte unperiodische Ansteigen des Wasserspiegels (Stau) ist ebenfalls aus der Registrierung zu erkennen. Die erregte einknotige Schwingung hat eine Amplitude von etwa 2,5 cm. Kurz nach dem Abflauen der Bö hat die Schelfschwingung eine Amplitude von über 5 cm.

An der gleichen Stelle des Ufers angestellte Messungen bei Wasserständen von — 1,0 m und + 0,3 m ließen diese Schwingung nicht mehr erkennen.

In einem früheren Kapitel wurde bei Behandlung der Restmethode (Abb. 4) auf eine Schwingung von etwa 7 min Dauer hingewiesen, welche in den Registrierungen von Seespitz (Nr. 7) sehr selten gefunden werden konnte. Berechnet man für den Wasserstand — 2,3 m die Eigenschwingung des Schelfgebietes zwischen Seespitz und dem Querschnitt 36 (mit einer bei diesem liegenden Knotenlinie) nach der A. Defantschen Methode, dann erhält man eine Periode von 6,4 min, gegenüber den beobachteten 7 min bei einem Wasserstand von — 0,2 m. Da die Periode der zweiknotigen Schwingung bei diesem Wasserstand 8,3 min beträgt, wäre es möglich, daß die Schwingung von 7 min Dauer eine Eigenschwingung des ganzen Schelfes ist.

Schließlich sei noch die kürzeste der beobachteten stehenden Wellen erwähnt, nämlich die Eigenschwingung der früher erwähnten Rinne bei T_s. In Abb. 14, einer Registrierung von diesem Punkt, erkennt man deutlich neben den Schelfseiches noch eine Schwingung mit wesentlich kürzerer Periode (besonders um etwa 20 Uhr). In diesem Fall erfolgt die Anregung offenbar durch die Oberflächenwellen. Die zweite Ursache, welche die Rinne zu Schwingungen anregen kann, ist der auf dem See verkehrende Dampfer. Daß es sich hiebei tatsächlich um Eigenschwingungen der Rinne handelt, konnte dadurch nachgewiesen werden, daß sie nicht oder nur mehr sehr schwach zu erkennen war, sobald der Apparat in der Nähe der Mündung mit einem einige Meter hinausreichenden Schlauch aufgestellt wurde. Die mittlere Periode dieser Schwingung ist mit etwa 35 sec in guter Übereinstimmung mit den früher berechneten 31 sec.

Alle übrigen Registrierungen von den Beobachtungsstellen im Bereich des Schelfs zeigten außer den normalen Seiches keine Besonderheiten.

Herrn Prof. Dr. Albert Defant bin ich für die Anregung zu der vorliegenden Arbeit, sein stets großes Interesse an ihrem Fortgang und für viele wertvolle Hinweise bei der Ausführung zu größtem Dank verpflichtet. Herr Prof. Dr. Walther Schwarzacher [*17*] überließ mir einen von ihm konstruierten Limnographen zu Versuchsmessungen, wofür ich ihm an dieser Stelle bestens danke. Dem freundlichen Entgegenkommen der Tiroler Wasserkraftwerke A.-G. verdanke ich die großzügige Beistellung eines Wohnraumes in einer Dienstbaracke in

Pertisau, sowie viele Auskünfte technischer Art. Insbesondere Herrn Baumeister Paulczinski schulde ich großen Dank für seine stets bewiesene Hilfsbereitschaft.

Literaturverzeichnis.

1. Bergsten, F.: The Seiches of Lake Vetter. Thesis, Stockholm, 1926.
2. Chrystal, G.: An Investigation of the Seiches of Loch Earn by the Scottish Lake Survey. Trans. Roy. Soc. Edinburgh, Vol. XLVI, 1908.
3. — On the Hydrodynamical Theory of Seiches. Trans. Roy. Soc. Edinburgh, Vol. XLI, 1905.
4. Defant, A.: Über die stehenden Seespiegelschwankungen in Riva am Gardasee. Sitzber. Akad. Wiss. Wien, **118**, Abt. IIa, 1908.
5. — Theoretische Überlegungen über Seespiegelschwankungen in Seen und Meeresbuchten. Ann. Hydr. **44**, 29 (1916).
6. — Neue Methode zur Ermittlung der Eigenschwingungen von abgeschlossenen Wassermassen. Ann. Hydr. **46**, 1 (1918).
7. — Gezeitenprobleme des Meeres in Landnähe. Probl. d. kosm. Physik, Bd. VI, Hamburg 1925.
8. — Dynamische Ozeanographie. Berlin 1929.
9. — Beiträge zur theoretischen Limnologie. Beitr. Physik fr. Atmosph. **19**, 143 (1932).
10. Emden, R.: Der Energiegehalt der Seiches. Jahrb. d. St. Gallischen Naturwiss. Ges., 1905.
11. Endrös, A.: Die Seiches des Waginger-Tachinger-Sees. Sitzber. Bayer. Akad. Wiss. **35** (1906).
12. — Die Seeschwankungen des Chiemsees (Seiches). Sitzber. Bayer. Akad. Wiss., **36** (1906).
13. — Vibrationsbeobachtungen in den oberbayerischen Seen und analoge Erscheinungen in den Meeren. Sitzber. Bayer. Akad. Wiss. **42** (1912).
14. Lamb, H.: Lehrbuch der Hydrodynamik. Deutsche Ausgabe, 2. Aufl., Leipzig-Berlin, 1932.
15. Nomitsu, T. u. a.: Proper oscillations of Lake Shelfes. Mem. College of Science, Kyoto, XX, 1 (1937).
16. Schatz, H.: Die Auslotung des Achensees im Jahre 1935. Ztschr. d. D. u. Öst. Alpenvereins, 1936.
17. Schwarzacher, W.: Ein neuartiges Limnimeter. Gerlands Beitr. Geophys. **60**, 1 (1943).
18. Sverdrup, Johnson, Fleming: The Oceans. New York, 1946.

551 . 541

(Physikalisches Institut der Universität Freiburg, Schweiz.)

Über atmosphärische Pulsationen.

Von

F. Dessauer, W. Graffunder und J. Schaffhauser.

Mit 10 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Die von Gutenberg und Benioff in St. Louis (USA) und von Saxer in Freiburg (Schweiz) unabhängig voneinander beobachteten Mikroschwankungen des Luftdrucks mit einer Periodendauer von einigen Sekunden und einer Amplitude von 10^{-3} bis 10^{-4} mm Hg wurden auf ihre Ausbreitungsrichtung und -geschwindigkeit untersucht. Von drei Meßstellen mit gegenseitigen Abständen der Größenordnung 800 Meter wurden die Meßwerte drahtlos an eine Zentralstelle übertragen und registriert. Dabei ergab sich für die Ausbreitung dieser Mikroschwankungen eine Phasengeschwindigkeit von zirka 400 m/sec und eine vorherrschende Richtung von NW nach SE. Die möglichen Ursachen für die Überschreitung der Schallgeschwindigkeit werden diskutiert.

Summary. The oscillations of the atmospheric pressure, which were observed independently by Gutenberg and Benioff in St. Louis (USA) and by Saxer in Fribourg (Switzerland) having a period of some seconds and an amplitude of about 10^{-3} to 10^{-4} mm Hg have been studied with regard to the velocity and direction of their propagation. The curves, which were obtained at three stations with mutual distances of about 800 m were transmitted by wireless and recorded at a central station. The propagation of these micro-oscillations has been found to have a phase-velocity of approximately 400 m/sec and a prevailing direction from NW to SE. The possible causes for exceeding the velocity of sound are discussed.

Résumé. Les variations de la pression barométrique, d'une période de quelques secondes et d'une amplitude de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-4} mm Hg, observées indépendemment par Gutenberg et Benioff à St. Louis (USA) et Saxer à Fribourg (Suisse) ont été étudiées par rapport à leur direction de propagation et à leur vitesse. De trois postes à distances réciproques d'environ 800 m, les valeurs de mesure furent transmises par T. S. F. pour leur enregistrement à une station centrale. On trouva pour la propagation de ces micropulsations une vitesse de phase d'environ 400 m/sec et une direction approximative de NW à SE. Les causes possibles de ce dépassement de la vitesse du son sont discutées.

I. Einleitung.

Die vorliegende Arbeit bedeutet eine Fortsetzung der seit dem Jahre 1921 in Angriff genommenen Untersuchungen über ungeklärte Faktoren der Atmosphäre. Die ersten Arbeiten, die 1921 bis 1931 in Frankfurt am Main im nunmehrigen Max-Planck-Institut für Biophysik vom Erstgenannten und dem dortigen Mitarbeiterkreis durchgeführt wurden, stellten die z. T. gegensätzlichen biologischen Wirkungen von positiven und negativen im Luftkolloid schwebenden Trägern fest. Nach einer durch die politischen Verhältnisse erzwungenen Unterbrechung wurden derartige Arbeiten in Frankfurt von Rajewsky und seinen Mitarbeitern und im Jahre 1941 auch im hiesigen physikalischen Institut wieder aufgenommen, und zwar wurden hier zwei Teilprobleme in Angriff genommen: Vermutete Feinvariation des atmosphärischen Luftdrucks und kurzzeitige Variationen der Luftraumladung.

Die Existenz derartiger Mikroschwankungen des Luftdruckes ist inzwischen durch mehrere Arbeiten sichergestellt. Unabhängig voneinander wurden sie von Gutenberg und Benioff in St. Louis einerseits [*1, 2*] und hier von Saxer [*3, 4*] anderseits beobachtet und registriert.

Die Betrachtung derartiger Druckregistrierungen (s. Abb. 5) zeigt in diesen Schwankungen im allgemeinen das Auftreten von drei verschiedenen Frequenzgebieten:

1. Die von Saxer näher untersuchten Schwankungen, mit einer mittleren Periodendauer von einigen Sekunden, die häufig einen schwebungsartigen Verlauf zeigen, ein Zeichen, daß es sich hierbei vorzugsweise um periodisch verlaufende Schwankungen mit einer ausgezeichneten Schwingungsdauer handelt.

2. Schwankungen erheblich größerer Periodendauer, die etwa 1 bis 2 Minuten beträgt. Diese Schwankungen zeigen nicht den ausgesprochen periodischen Charakter der unter 1 erwähnten Pulsationen. Sie scheinen auch nicht bei allen Wetterlagen vorzukommen; es ist nicht ausgeschlossen, aber noch nicht sichergestellt, daß bei ihnen ein Zusammenhang mit langperiodischer Mikroseismik besteht. Die Fig. 15 und besonders 16 der Arbeit von Saxer [*4*, S. 545 und 546] zeigen diese langperiodischen Schwankungen sehr deutlich.

3. Wesentlich schnellere Schwankungen mit einer Periodendauer von etwa 1 Sekunde. Ihre Amplitude scheint erheblich kleiner als diejenige der unter 1 und 2 erwähnten Schwankungen zu sein.

Von diesen drei deutlich unterschiedenen Frequenzgebieten wurde dasjenige mit der mittleren Periodendauer von etwa 5 bis 15 Sekunden von Saxer sowie Benioff und Gutenberg näher untersucht. Die Ähnlichkeit dieser Druckpulsationen mit mikroseismischen Schwankungen legt es nahe, einen Zusammenhang zwischen beiden Erscheinungen zu suchen. Bisher ist es noch nicht gelungen, einen solchen nachzuweisen, anderseits aber auch nicht sicher, daß kein derartiger Zusammenhang existiert. Es ist hierbei offenbar nicht ausgeschlossen, daß zwischen den beiden Erscheinungen eine beträchtliche zeitliche Phasenverschiebung

besteht. Bisher scheinen systematische Untersuchungen über diese Frage nicht vorzuliegen.

Von besonderem Interesse ist die Frage der Ausbreitung dieser Schwankungen. Die ersten Untersuchungen hierzu wurden bereits vor zehn Jahren von Gutenberg und Benioff [5] veröffentlicht. In der vorliegenden Arbeit werden wir erstmalig über die in unserem Institut entwickelte Methodik zur Bestimmung von Richtung und Geschwindigkeit der Ausbreitung dieser Pulsationen berichten.

Die beiden anderen, oben unter 2 und 3 erwähnten Schwankungstypen scheinen noch nicht näher erforscht zu sein. Besonders ist über ihre Ausbreitung und ihren eventuellen Zusammenhang mit seismischen Erscheinungen nichts bekannt. Untersuchungen, die zur Zeit von G. Probst am hiesigen Institut ausgeführt werden, lassen es jedoch nicht ausgeschlossen erscheinen, daß für die langperiodischen Schwankungen ein solcher Zusammenhang besteht.

Bevor im folgenden die Versuchsanordnung beschrieben wird, soll gezeigt werden, daß man es durch geeignete Wahl der frequenzbestimmenden Teile der Druckdose in der Hand hat, die maximale Empfindlichkeit auf das Gebiet 1, 2 oder 3 zu legen. Wir haben uns zunächst auf das bereits von Saxer untersuchte mittlere Frequenzgebiet beschränkt.

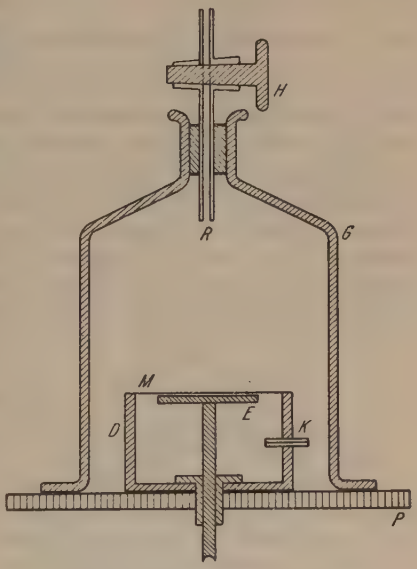

Abb. 1. Druckmeßdose nach Saxer.

II. Die Druckdose und ihre Charakteristik.

Saxer hat in seiner Arbeit eine kapazitive Druckmeßdose beschrieben, die sich recht gut bewährt hat und die auch bei unseren Messungen verwendet wurde; Abb. 1 gibt eine schematische Darstellung davon. In bezug auf die konstruktiven Einzelheiten sei auf die Arbeit von Saxer [4] verwiesen.

Auf einer Grundplatte P steht die massive zylindrische Metalldose D, die mit einer Aluminiumfolie M von zirka 0,01 mm Stärke abgeschlossen ist. Im Innern der Dose steht dieser Membran die Elektrode E in geringem Abstand gegenüber. Die Zuleitung zur Elektrode E ist isoliert durch die Dose und die Grundplatte nach außen geführt. Zum Schutz gegen mechanische Beschädigungen der Membran und gegen plötzliche Temperaturänderungen sowie zum Abschneiden sehr schneller Schwankungen (s. unten) ist die Glasglocke G über die Druckdose gesetzt. Sie ist gegen die Grundplatte P abgedichtet. Durch das Glasrohr R und den Hahn H

kann die Verbindung mit der äußeren Atmosphäre hergestellt bzw. unterbrochen werden. Um einen langsamen Druckausgleich zwischen dem Luftvolumen in der Glasglocke und dem Innern der Druckdose zu ermöglichen, ist durch die Wandung der Dose die Kapillare K hindurchgeführt. Druckschwankungen bewirken eine Durchbiegung der Membran und damit eine Änderung der Kapazität der Gegenelektrode E, deren Schwankungen zur Messung verwendet werden.

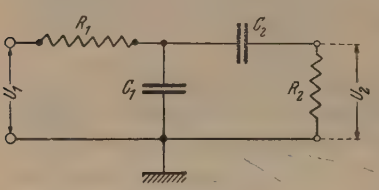

Abb. 2. Ersatzschaltung für die Druckmeßdose.

Die Theorie dieser Druckdose ist von Saxer eingehend untersucht worden; die Frequenzabhängigkeit läßt sich jedoch sehr einfach auch auf Grund eines elektrischen Ersatzschaltbildes beurteilen. Dabei ist zu bedenken, daß eine derartige Ersatzschaltung nur den Zweck hat, die gegenseitige Abhängigkeit der Variablen bequemer übersehen zu können; aber es können nicht ohne weiteres alle physikalischen Eigenschaften in der Ersatzschaltung ihre Analogie finden und umgekehrt sind nicht alle Eigenschaften der Ersatzschaltung in dem mechanischen Modell vorhanden. Zum Beispiel gibt es bei der elektrischen Ersatzschaltung nur *geschlossene* Stromkreise (aus Leitungs- und Verschiebungsströmen), wozu die Analogie in dem mechanischen Modell fehlt. In dieser Ersatzschaltung Abb. 2 entsprechen: U_1 den Druckschwankungen der äußeren

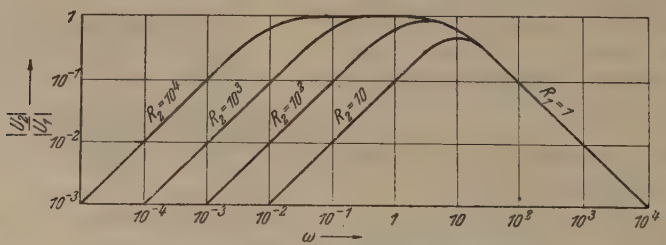

Abb. 3. Frequenzabhängigkeit der Ersatzschaltung.

Atmosphäre, R_1 dem Strömungswiderstand von R und H, C_1 dem Volumen der äußeren Glasglocke G, C_2 dem Volumen der Druckdose D, R_2 dem Strömungswiderstand der Kapillare K. Die Druckdifferenz, die auf die Membran M wirkt, entspricht dem Spannungsabfall U_2 längs R_2. Es interessiert $\left|\frac{U_2}{U_1}\right| = f(w)$, und man sieht sofort, daß die Empfindlichkeit für sehr schnelle Schwingungen durch den Spannungsabfall an R_1, für sehr langsame durch den Spannungsabfall an C_2 verringert wird. Die im übrigen triviale Durchrechnung soll hier übergangen werden. In doppelt logarithmischer Darstellung (Abb. 3) ergibt sich die übliche Kurve, wie sie beispielsweise für die Frequenzabhängigkeit eines Verstärkers gilt (s. z. B. [6], Abb. 79). Zur Vereinfachung wird bei dieser

Ersatzschaltung die Änderung des Volumens der Druckdose durch die Deformation der Membran und deren elastische Rückstellkraft nicht berücksichtigt.

Die Breite des „übertragenen" Frequenzbandes hängt nur ab von dem Unterschied der Zeitkonstanten $C_1 R_1$ und $C_2 R_2$. Man hat es also durch die Wahl der Abschlüsse R und H in der Hand, die schnellen Schwankungen, durch Wahl der Kapillare K die langsamen Schwankungen abzuschneiden. Die quantitative Gültigkeit dieser Überlegungen für die Verhältnisse bei der Druckdose wird nur dadurch eingeschränkt, daß die Vorgänge auf der rechten Seite von Abb. 3 in höherem Maße adiabatisch verlaufen als auf der niederfrequenten linken Seite.

III. Versuchsanordnung.

Zur Untersuchung der Ausbreitung dieser Schwankungen wurden mehrere Saxersche Apparaturen in größeren Abständen aufgestellt und die Druckschwankungen gleichzeitig auf einem Registrierstreifen aufgezeichnet. Auf Grund einer einfachen geometrischen Überlegung kann dann hieraus die Ausbreitungsrichtung und die scheinbare Horizontalgeschwindigkeit bestimmt werden. Um von Leitungsverbindungen zwischen der Registrierapparatur (die sich im physikalischen Institut befand) und den Aufstellungsorten der Druckaufnahmedosen unabhängig zu sein, fand die Übertragung der Meßwerte auf drahtlosem Wege statt. Wir waren auf diese Weise in der Wahl der Meßstellen nicht durch die Länge der Leitungen und Schwierigkeiten ihrer Verlegung bei der Kreuzung von Straßen, Gebäuden usw. beschränkt. Um die drahtlose Übertragung der Druckschwankungen zu ermöglichen, wurden die Kapazitätsänderungen der Saxerschen Druckdosen in Frequenzschwankungen kleiner, transportabler Hochfrequenzsender umgesetzt, die in der Zentralapparatur empfangen und einzeln und gemeinschaftlich registriert werden konnten.

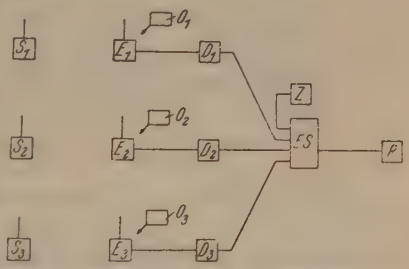

Abb. 4. Blockschema der Anordnung zur Messung der Luftdruckschwankungen.

Das Blockschema Abb. 4 zeigt das Prinzip des Meßverfahrens. Es bezieht sich auf drei Meßstellen S_1 bis S_3, die die Druckmeßdosen und drei Hochfrequenzsender enthalten, deren Frequenzen sich analog den Druckschwankungen ändern und die in einer Entfernung bis etwa 1 km von der Zentralstelle im physikalischen Institut aufgestellt waren. Die Erzeugung der Schwingungen fand mit einer von R. Létienne [7] angegebenen Schaltung statt.

Versuche mit dieser Schaltung haben gezeigt, daß sie eine hohe Frequenzkonstanz besitzt und von Schwankungen der Heiz- und Anodenspannung nur in geringem Maße beeinflußt wird. Es scheint uns, daß

die Frequenzkonstanz dieser Schaltung mit der eines quarzgesteuerten Oszillators verglichen werden kann. E_1 bis E_3 sind drei Empfangsgeräte, in denen die entsprechenden Schwingungen der Sender mit denen der drei Überlagerungssender O_1 bis O_3 überlagert werden, die ebenfalls in der oben erwähnten Schaltung von Létienne schwingen. Es wurde eine im Tonfrequenzgebiet liegende Überlagerungsfrequenz gewählt, deren Tonhöhe sich analog den Druckschwankungen änderte. Die drei Diskriminatoren D_1 bis D_3 wandeln die Tonfrequenz in Gleichspannung um, deren Größe der Frequenz dieser Schwankungen annähernd proportional ist. Mit Hilfe eines für diesen Zweck von dem einen von uns (Graffunder) entwickelten Vierfach-Elektronenschalters, über den an anderer Stelle gesondert berichtet wird, wurden diese drei Gleichspannungen sowie eine zusätzliche Zeitmarkierungsspannung in schneller Aufeinanderfolge

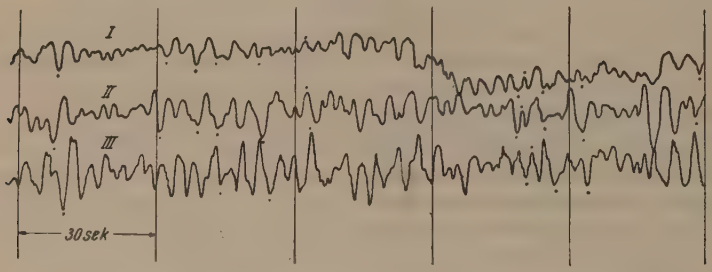

Abb. 5. Beispiel eines Registrierstreifens für die Dreifachregistrierungen, Maßstab 1 : 2.

eingeschaltet und schließlich dem horizontal ablenkenden Plattenpaar eines Kathodenstrahloszillographen zugeführt. Der Lichtpunkt auf dem Leuchtschirm der Oszillographenröhre nimmt also in zyklischer Reihenfolge vier verschiedene Stellungen an, die den Gleichspannungen der Diskriminatoren D_1 bis D_3 und der Zeitmarkierungsspannung Z entsprechen. Als Umschaltefrequenz wurde die Netzfrequenz von 50 Hz verwendet. Der Umschaltezyklus wiederholt sich daher 50mal pro Sekunde, so daß auf dem Leuchtschirm vier ruhig stehende Lichtpunkte beobachtet werden können.

Da es sich bei unseren Messungen um relativ langsam verlaufende Vorgänge handelt, deren Periodendauer selten kleiner als 1 Sekunde war, genügte diese Umschaltefrequenz vollkommen, um bei der photographischen Registrierung vier stetige Kurvenzüge aufzuzeichnen. Die Registrierung erfolgte auf einem vertikal ablaufenden photographischen Registrierstreifen von 10 cm Breite, auf dem die Lichtpunkte des Leuchtschirmes abgebildet wurden. Die Vorschubgeschwindigkeit betrug zirka 1 bis 5 mm/sec. In Abb. 5 ist ein Stück eines auf diese Weise erhaltenen Registrierstreifens reproduziert.

Näheres über die Einzelheiten der Versuchsanordnung sowie über die hiermit erhaltenen Meßergebnisse wird später der eine von uns (Schaffhauser) gesondert berichten. Es seien hier nur einige vorläufige Ergebnisse mitgeteilt.

IV. Vorläufige Ergebnisse.

Mit der beschriebenen Meßanordnung wurden die Druckschwankungen in Freiburg mit drei Stationen untersucht. Die Lage der Stationen geht aus dem Lageplan Abb. 6 hervor; Sender I stand auf dem Balkon eines Wohnhauses, II in einem Schuppen, III im Hof des Institutes. Im Institut selbst war die Registrierapparatur aufgestellt. Die gegenseitigen Abstände der Sender betrugen:

II—III: 950 m,
I—III: 660 m,
I—II: 860 m.

Zur Übertragung der Signale waren uns von der P. T. T.-Verwaltung drei Frequenzgebiete bei ungefähr 5800 kHz zur Verfügung gestellt worden*.

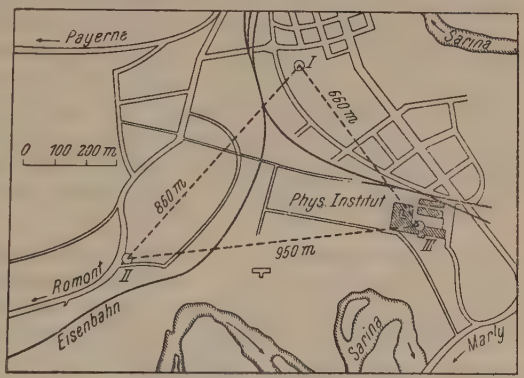

Abb. 6. Lageplan der Senderstationen.

Die Messungen wurden häufig durch Wind, atmosphärische Störungen und fremde Sender gestört, die zufällig auf derselben Welle arbeiteten. Es konnte deshalb vielfach lediglich mit zwei Sendern registriert werden, weil ein Sender infolge der erwähnten Störungen ausfiel. Die Zahl der auswertbaren Dreifachregistrierungen ist daher verhältnismäßig klein, dagegen liegen zahlreiche Doppelregistrierungen vor. Aus der Zeitdifferenz zusammengehöriger Umkehrpunkte können nun Richtung und Geschwindigkeit der ankommenden Luftdruckwelle bestimmt werden. Ein analoges Verfahren wurde von H. D. Krug [8] angegeben. Es ist dazu allerdings erforderlich anzunehmen, daß die Wellenfront im Bereiche unseres Meßdreiecks eben bleibt. Die Auswertung läßt sich durch ein graphisches Verfahren erheblich vereinfachen.

Bei jeder Messung traten verhältnismäßig schnell verlaufende Schwankungen in den Zeitdifferenzen zwischen der Ankunft gleicher Wellenphasen an den verschiedenen Stationen auf. In Abb. 7 sind als Beispiel die Verhältnisse während einiger Minuten einer Dreifachregistrierung am 26. Januar 1951 wiedergegeben. Über der Zeit als Abszisse sind in Kurve *a* die Zeitdifferenzen zwischen den Stationen I und III und in Kurve *b* zwischen den Stationen II und III aufgetragen. Kurve *c* zeigt die hieraus berechnete scheinbare horizontale Phasengeschwindigkeit.

* Wir möchten auch an dieser Stelle der Telegraphen- und Telephonabteilung der P. T. T. für die Zuteilung dieser Frequenzen unseren besten Dank aussprechen.

Sie liegt im Durchschnitt höher, als der Geschwindigkeit der Schallausbreitung bei einer Temperatur von zirka 0° C (zirka 330 m/sec) entspricht.

Diese große Phasengeschwindigkeit kann zwei Ursachen haben. Nehmen wir zunächst an, daß die Pulsationen des Luftdruckes von zwei räumlich weit getrennten Quellen herrühren, so werden sich die beiden Wellenfronten AB und AC der Abb. 8, die wir in großer Entfernung von den beiden Quellen als eben annehmen können, etwa nach einer Sekunde in der Lage DE bzw. DF befinden. Die Entfernung der beiden Punkte A und D entspricht der Phasengeschwindigkeit, die um so größer ist, je größer der Winkel α der beiden Wellen ist. Hierzu tritt noch eine weitere mögliche Ursache: Bei großer Entfernung der Schallquellen werden wir uns im „Gebiet der anomalen Hörbarkeit" befinden (s. z. B. Lübcke [15] oder Cox [9]) und wir haben nach Abb. 9 mit einem schrägen Einfall der Wellen zu rechnen, wodurch in der Horizontalen ebenfalls eine vergrößerte Phasengeschwindigkeit entsteht. Bei sehr großer Entfernung der Schallquelle ist der Einfallswinkel und damit die Vergrößerung der Phasengeschwindigkeit aber nicht sehr beträchtlich. Es ist wahrscheinlich, daß bei unseren Beobachtungen beide Ursachen beteiligt sind.

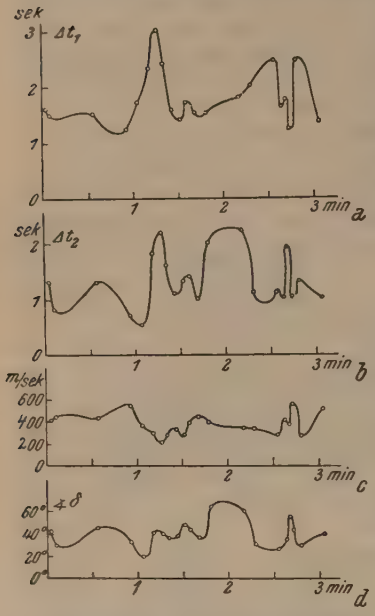

Abb. 7. Die kurzzeitige Schwankung der Beobachtungselemente. Erklärung im Text.

In der Kurve d der Abb. 7 ist ferner noch die Richtung der ankommenden Wellen aufgetragen. Die Ordinate gibt den Winkel δ gegen die

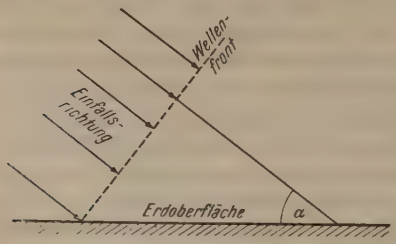

Abb. 8. Überlagerung zweier Wellen.

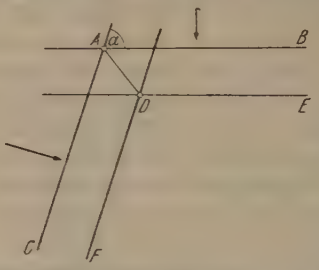

Abb. 9. Wellenfront und Ausbreitungsgeschwindigkeit der Luftdruckschwankungen.

Nordrichtung an. Die innerhalb einiger Minuten verlaufenden raschen Richtungsänderungen sind nicht unähnlich denen, die H. D. Krug [8] für die Ausbreitungsrichtung der mikroseismischen Bodenunruhe ge-

funden hat. Messungen an verschiedenen Tagen ergaben zwar einen anderen Mittelwert für den Winkel δ, jedoch zeigte sich immer, daß die Wellen vorzugsweise aus Nordwesten ankommen.

Die bisher vorliegenden Messungen sind vorläufige und sind noch durch weiteres Beobachtungsmaterial zu ergänzen.

V. Windstörungen.

Es soll nun noch auf eine sehr häufige und unangenehme Störung der Messungen durch die Staudruckeffekte des Windes eingegangen werden. Einerseits können durch die am Beobachtungsort durchziehenden Turbulenzkörper Staudruckschwankungen entstehen, die schon bei kleinen Windgeschwindigkeiten in die Größenordnung der zu beobachtenden Luftdruckschwankungen kommen. Entspricht doch bereits einer Windgeschwindigkeit von 0,5 m/sec ein Staudruck von mehr als 10^{-3} mm Hg. Die Größe dieser Turbulenzkörper ist von W. Findeisen [*10*] untersucht worden, der Turbulenzkörper bis herab zu einem Durchmesser von 1 cm beobachtet hat. Anderseits können durch ungünstige Aufstellung der Druckdose ebenfalls Staudruckfehler entstehen, z. B. wenn die Druckdose im Freien vor einer Gebäudewand steht, die senkrecht zur Windrichtung verläuft.

Hiergegen nützt natürlich auch die Aufstellung im Innern des Gebäudes nichts, da ja eine Kommunikation des Innen- und Außendruckes zur Beobachtung der Luftdruckschwankungen notwendig ist. Ferner können die Druckschwankungen im Innern eines Zimmers eine Phasenverschiebung gegen die Druckschwankungen der freien Atmosphäre zeigen, deren Größe von der Periodendauer der Schwankungen abhängt. Da die Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit aber gerade auf der Phasenverschiebung der Schwankungen zwischen den an verschiedenen Orten aufgestellten Druckdosen beruht, empfiehlt es sich, die Druckdosen möglichst im Freien oder in einem offenen Schuppen und dergleichen aufzustellen, wo auch lokale Störungen durch Öffnen und Schließen von Türen usw. vermieden sind. Wie die Untersuchung der Windstruktur von A. Schröder [*11*] zeigt, entsprechen den geringen Windgeschwindigkeiten mit besonderer Häufigkeit kurzperiodische Schwankungen, den größeren Windgeschwindigkeiten langperiodische (s. z. B. Abb. 9 der Arbeit von P. Courvoisier [*12*]). Für eine Windgeschwindigkeit von 0,3 bis 2 m/sec liegt das Maximum der relativen Häufigkeit bei Periodendauern von etwa 1 Sekunde, für Windgeschwindigkeiten von 6 bis 8 m/sec bei Periodendauern zwischen 12 und 18 Sekunden. Da man zur Vermeidung von Staudruckeffekten nach Möglichkeit zu Zeiten geringer Windgeschwindigkeiten messen wird, lassen sich Winddruckeffekte durch eine Anordnung, die die *hohen* Frequenzen abschneidet, verringern. Es wurde daher im allgemeinen bei Messungen mit im Zimmer aufgestellter Druckdose, abgesehen von den lokalen Störungen durch Öffnen und Schließen der Türen des Gebäudes, ein ruhigerer Verlauf der Druckschwankungen beobachtet. Ferner ergaben sich in ähnlicher Weise

ruhigere Kurven, wenn die Glasglocke, die zum Schutz gegen mechanische Beschädigungen der Membran und zur Verbesserung der Temperaturkonstanz über die Druckdose gesetzt ist, nicht unmittelbar mit der Atmosphäre kommunizierte, sondern durch ein Wattefilter oder einen auf der Öffnung befestigten Gummischwamm mit der Atmosphäre in Verbindung stand.

Wegen dieser Windstörungen ist es im allgemeinen nur möglich, während eines kleinen Teiles der Zeit nutzbare Messungen auszuführen. Es würde diese ausnutzbare Zeit wesentlich vergrößert, wenn es gelänge, den statischen Druck unbeeinflußt von Staudruckeffekten zu messen. Hierüber liegt eine ausführliche Untersuchung von Krell [*13*] vor. Krell hat die besten Ergebnisse mit dem Nipher-Kollektor erzielt, durch den es gelang, die Staudruckeffekte in einem homogenen Luftstrom auf 3% ihres Betrages zu reduzieren [*14*]; dieser Kollektor ist in Abb. 10 dargestellt. Er besteht aus zwei in geringem Abstand montierten Metallplatten, zwischen denen sich eine Schicht Metallgaze befindet. Allerdings betont Krell, daß gute Ergebnisse nur mit sehr sorgfältig hergestellten und behandelten Kollektoren zu erzielen waren; vorläufige Messungen mit einem nach den Angaben von Krell hergestellten Kollektor ergaben jedoch keine guten Resultate. Es ist ferner zu bedenken, daß Staudrucke, wie sie im Innern oder im Freien vor einem Gebäude entstehen, durch einen solchen Kollektor auf keinen Fall verringert werden können. Der beste Aufstellungsort würde daher sein, die Druckdose auf einer großen, horizontalen Fläche (Wiese oder dergleichen) aufzustellen mit einem Verbindungsrohr von 1 bis 2 m Länge zwischen dem Nipher-Kollektor und der die Druckdose umgebenden Glasglocke. Infolge dieses Verbindungsrohres würde sich der Kollektor einige Meter über dem Erdboden befinden und von Bodenwirbeln verhältnismäßig unbeeinflußt sein.

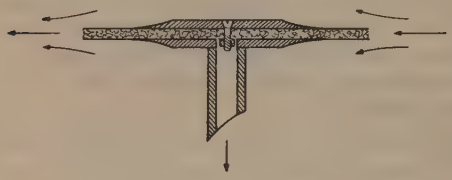

Abb. 10. Querschnitt des Nipher-Kollektors.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen über die Pulsationen des Luftdruckes können vom physikalischen, meteorologischen und vielleicht biologischen Standpunkt von großem Interesse sein. Wie das auf Grund der bisherigen Beobachtungen der Fall zu sein scheint, zeigen diese Wellen eine bevorzugte Ausbreitungsrichtung, so daß es vielleicht möglich sein wird, den Ort und damit die Art ihrer Entstehung zu ermitteln. Vielleicht geben sie uns auch Aufschluß über Zustände und Vorgänge in höheren Schichten der Atmosphäre, die uns sonst verschlossen bleiben. Die Untersuchungen werden in gemeinschaftlicher Arbeit mit dem Lichtklimatischen Observatorium Arosa (Leitung Prof. Dr. P. Götz) fortgesetzt.

Die ersten Teile der beschriebenen Apparatur wurden im Sommer 1949 unter Mitarbeit von Herrn Dipl. Ing. H. Reichard (München) entwickelt.

Ferner danken wir Herrn Dr. Ing. G. Nuovo von dem Istituto Nazionale di Ultracustica in Rom, der sich während seiner Anwesenheit in Freiburg besonders der Aufgabe der Entwicklung der Diskriminatorschaltung unterzog.

Die Durchführung der Arbeit war nur möglich durch finanzielle Unterstützungen, die wir sowohl von staatlicher Stelle als auch von der Fritz Hoffmann-La Roche-Stiftung zur Förderung wissenschaftlicher Arbeitsgemeinschaften in der Schweiz erfuhren. Wir benutzen auch diese Gelegenheit, den maßgebenden Stellen für ihre Unterstützung unseren Dank auszusprechen.

Literaturverzeichnis.

1. Benioff, H. and B. Gutenberg: Waves and Currents recorded by Electromagnetic Barographs. Bull. Amer. Met. Soc. **20**, 421 (1939).
2. Gutenberg, B. and H. Benioff: Observations with Electromagnetic Microbarographs. Nature **144**, 478 (1939).
3. Saxer, L. und F. Dessauer: Elektrische Messung kleinster atmosphärischer Druckschwankungen. Helv. Phys. Acta **16**, 435 (1943).
4. Saxer, L.: Elektrische Messung kleiner atmosphärischer Druckschwankungen. Helv. Phys. Acta **18**, 527 (1945).
5. Gutenberg, B. and H. Benioff: Atmospheric-pressure Waves near Pasadena. Trans. Amer. Geophys. Union **1941**, 424.
6. Bartels, H.: Grundlagen der Verstärkertechnik, 2. Aufl. S. Hirzel, Leipzig 1943.
7. Létienne, R.: Sur un oscillateur à double triode et son application à l'étude des diélectriques. C. R. **227**, 506 (1948).
8. Krug, H. D.: Ausbreitung der natürlichen Bodenunruhe. Z. Geophys. **13**, 328 (1937).
9. Cox, E. F.: Abnormal audibility zones in long Distance Propagation through the Atmosphere. Journ. Acoust. Soc. Amer. **21**, 6 (1949).
10. Findeisen, W.: Ergebnisse von Feinuntersuchungen des atmosphärischen Windgefüges. Meteorol. Z. **1936**, 6.
11. Schröder, A.: Untersuchungen über die Windstruktur und den Bau der Windmeßgeräte. Z. Geophys. **14**, 198 (1938).
12. Courvoisier, P.: Über Luftdruckvariographen und Luftdruckschwankungen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A **1**, 1 (1948).
13. Krell, O. jun.: Über Messung von dynamischem und statischem Druck bewegter Luft. R. Oldenbourg, München 1904.
14. Nipher, F. E.: A Method of measuring the pressure of any point on a structure, due to wind blowing against that structure. Transact. Acad. Science of St. Louis 1898.
15. Lübcke, E.: Handbuch der Physik. Bd. 8, Kap. 15.

550.837

Geoelektrische Tiefenmessungen in Tälern.

Von

A. Huber, Wien.

Mit 1 Textabbildung.

Zusammenfassung. Für ein idealisiertes Tal mit halbkreisförmigem Profil werden einige für die WENNER-Anordnung der Elektroden sich ergebende Widerstandskurven berechnet. Sie besitzen den Habitus gewisser Dreischichtkurven, können aber wenigstens für große Werte des Widerstandsverhältnisses doch nicht leicht mit diesen verwechselt werden, weil sie einen doppelt so großen Anstieg aufweisen als die entsprechenden Zweischichtkurven.

Summary. Resistance curves for the arrangement of electrodes as indicated by WENNER are calculated for the case of an idealized valley with a semicircular profile. They resemble certain three-layer curves, but cannot easily be mistaken for those, at least not for high values of the resistance ratio, as they show a slope twice as great as the corresponding two-layer curves.

Résumé. On calcule quelques courbes de résistance concernant des électrodes disposées selon le schéma de WENNER dans une vallée idéale à profil semi-circulaire. On connaît l'allure de certaines courbes relatives à trois couches, mais on ne peut les confondre avec celles dont il est question, au moins pour les fortes valeurs du rapport de résistance, car ces dernières présentent une pente deux fois plus grande que les courbes correspondantes relatives à deux couches.

Die bis zur praktischen Anwendung entwickelten Widerstandsmethoden beruhen fast durchwegs wesentlich auf der Voraussetzung, daß die Trennungsflächen elektrisch verschiedener Schichten mit hinreichender Annäherung als parallele Ebenen betrachtet werden dürfen. Im Flachland bedeutet diese Annahme im allgemeinen keine zu weitgehende Idealisierung, in engen Gebirgstälern dagegen fallen die Abweichungen der tatsächlichen Verhältnisse von den der Theorie zugrunde liegenden natürlich um so mehr ins Gewicht, je größer die Elektrodenabstände werden, je tiefer also insbesondere jene Schichtgrenzen liegen, die noch festgestellt werden sollen. Man wird daher bei solchen Tiefenmessungen auf Widerstandskurven stoßen, die mit wachsender Elektrodenentfernung schon so stark von den theoretischen Kurven abweichen, daß

die Verläßlichkeit der Auswertungsergebnisse in Frage gestellt wird. Herr Dr. B. Kunz, Wien, hat vor einigen Jahren bei Tiefenmessungen in einem ziemlich engen Gebirgstal für mehrere Vertikalsonden schon solche Widerstandskurven aufgenommen, die in ihrem Endverlauf einen so steilen Anstieg aufgewiesen haben, daß selbst die dem Verhältnis $\varrho_1 : \varrho_0 = \infty$ entsprechende theoretische Zweischichtkurve noch erheblich unterhalb derselben verlief, obwohl das Widerstandsverhältnis des Gesteins der Talhänge zu dem des Talbodens sicherlich nicht größer als 50 gewesen ist.

Es lag schon damals die Vermutung nahe, daß diese Erscheinung durch den bedeutend von einer Ebene abweichenden Verlauf der Schichtgrenzen, nämlich der Talwände, verursacht werde, doch wurde diese Erklärungsmöglichkeit von kompetenter Seite bestritten. Da nun wohl damit zu rechnen sein wird, daß nicht nur in Österreich noch öfter mit der Widerstandsmethode Tiefenmessungen in Gebirgstälern ausgeführt werden, so dürften die Ergebnisse der von mir zur Klärung dieser Frage angestellten theoretischen Untersuchungen auch für die praktische Geoelektrik nicht ohne Interesse sein.

Die Beschränktheit der von der Analysis zur Lösung derartiger Aufgaben zur Verfügung gestellten Hilfsmittel und die Rücksicht auf den Umfang der zur Konstruktion von Widerstandskurven erforderlichen Rechenarbeit zwingen natürlich auch hier zu einer weitgehenden Idealisierung der Verhältnisse. Wir ersetzen daher das Tal durch einen halben Drehzylinder, dessen Achse in der Trennungsebene eines leitenden Halbraumes (spezifischer Widerstand ϱ_1) vom Vakuum liegt und der von einem Medium mit dem spezifischen Widerstand ϱ_0 ausgefüllt sein soll. Wir denken uns also den unterhalb der Ebene des Talbodens liegenden Teil des Talprofils als Halbkreis und den spezifischen Widerstand des über der Ebene des Talbodens liegenden Gebirges unendlich, so daß wir zwar mit einer Vergrößerung des zu erwartenden scheinbaren spezifischen Widerstandes zu rechnen haben werden, die bei großem ϱ_1/ϱ_0 allerdings nicht mehr stark in Erscheinung treten wird, und auf den praktisch allein interessanten Fall $\varrho_0 \ll \varrho_1$ können wir uns ja beschränken. Die Zylinderachse wählen wir als x-Achse, auf der sodann die Elektroden und Sonden angeordnet sein sollen.

1. Zunächst ist das Potential des elektrischen Feldes zu ermitteln, das von einer im Ursprung liegenden Punktquelle von der Ergiebigkeit J im Inneren des Halbzylinders und im leitenden Halbraum erzeugt wird. Setzen wir den Radius des Zylinders $= 1$, den Abstand eines Aufpunktes von der Zylinderachse $= r$ und $R^2 = r^2 + x^2$, dann kann man für diese beiden Potentiale den folgenden Ansatz machen[1]:

$$\left.\begin{aligned} \Phi_0(x, r) &= \frac{J \cdot \varrho_0}{2\pi} \cdot \left\{ \frac{1}{R} + \int_0^\infty \varphi_0(t) \cdot I_0(rt) \cdot \cos xt \cdot dt \right\} \ldots . \; 0 \leqq r \leqq 1 \\ \Phi_1(x, r) &= \frac{J \cdot \varrho_0}{2\pi} \cdot \left\{ \frac{1}{R} + \int_0^\infty \varphi_1(t) \cdot K_0(rt) \cdot \cos xt \cdot dt \right\} \ldots . \; 1 \leqq r \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

[1] F. Ollendorff: Erdströme. Springer-Verlag, Berlin 1928, S. 56.

Dabei bedeuten

$$I_0(x) = J_0(ix) \text{ und } K_0(x) = \frac{i\pi}{2} H_0^{(1)}(ix), \qquad (i = \sqrt{-1})$$

wobei mit J_0 und $H_0^{(1)}$ wie üblich die BESSELsche bzw. die HANKELsche Funktion 0^{ter} Ordnung und erster Art bezeichnet werden. Die noch willkürlichen Belegungsdichten φ_0 und φ_1 sind sodann aus den folgenden beiden Randbedingungen zu bestimmen:

$$\Phi_0(x, 1) = \Phi_1(x, 1) \tag{2'}$$

$$\varrho_1 \cdot \frac{\partial \Phi_0}{\partial r}\Big|_{r=1} = \varrho_0 \cdot \frac{\partial \Phi_1}{\partial r}\Big|_{r=1}, \tag{2''}$$

die für alle reellen Werte von x erfüllt sein müssen. Man erhält darnach sofort aus (2'):

$$\varphi_0(t) \cdot I_0(t) = \varphi_1(t) \cdot K_0(t), \tag{3}$$

während aus (2'') wegen

$$\frac{\partial \binom{1}{R}}{\partial r}\Big|_{r=1} = \frac{-1}{(1+x^2)^{3/2}},$$

zunächst die identisch in x zu erfüllende Gleichung folgt:

$$\frac{\varrho_1 - \varrho_0}{(1+x^2)^{3/2}} = \int_0^\infty [\varrho_1 \cdot \varphi_0(t) \cdot I_0'(t) - \varrho_0 \cdot \varphi_1(t) \cdot K_0')] \cdot t \cdot \cos xt \cdot dt.$$

Daraus ergibt sich aber wegen der durch Differentiation nach p aus der bekannten Integralformel:

$$\int_0^\infty K_0(pt) \cdot \cos xt \cdot dt = \frac{\pi}{2\sqrt{p^2+x^2}}$$

für $p = 1$ hervorgehenden Beziehung:

$$\int_0^\infty K_0'(t) \cdot t \cdot \cos xt \cdot dt = -\frac{\pi}{2(1+x^2)^{3/2}}$$

die folgende weitere lineare Gleichung für φ_0 und φ_1:

$$\varrho_0 \cdot \varphi_1(t) \cdot K_0'(t) - \varrho_1 \cdot \varphi_0(t) \cdot I_0'(t) = \frac{2}{\pi} \cdot (\varrho_1 - \varrho_0) \cdot K_0'(t). \tag{4}$$

Da wir uns auf die Kenntnis von $\Phi_0(x, r)$ beschränken können, so genügt es, aus (3) und (4) bloß $\varphi_0(t)$ zu berechnen, und dafür finden wir wegen $I_0'(t) = I_1(t)$, $K_0'(t) = -K_1(t)$ und $I_0(t) \cdot K_1(t) + I_1(t) \cdot K_0(t) = \frac{1}{t}$ mit den Abkürzungen

$$k = \frac{\varrho_1 - \varrho_0}{\varrho_1 + \varrho_0} \text{ und } A(t) = t \cdot [I_0(t) \cdot K_1(t) - I_1(t) \cdot K_0(t)]$$

nach einigen einfachen Umformungen:

$$\varphi_0(t; k) = \frac{4k}{\pi} \cdot \frac{t \cdot K_0(t) \cdot K_1(t)}{1 - k \cdot A(t)}. \tag{5}$$

Hier ist zwar $0 \leqq k \cdot A(t) \leqq 1$ und es läge daher nahe, die rechte Seite nach Potenzen von k zu entwickeln, allein die so erhaltene Reihe konvergiert in dem uns hier gerade besonders interessierenden Fällen $\varrho_1/\varrho_0 \sim \infty$, also für $k \sim 1$ nur sehr schlecht, so daß es vorteilhafter ist, die sich nach (1) ergebenden Integrale für die gewünschten Werte von k numerisch auszuwerten. Für $k = 1$ sei insbesondere angemerkt, daß

$$\varphi_0(t; 1) = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{K_1(t)}{I_1(t)} \tag{5'}$$

2. Um nun auch hier den von J. N. Hummel für ebene Schichtgrenzen definierten scheinbaren spezifischen Widerstand ϱ_s einführen zu können, bilden wir zunächst das Potential des von zwei bei $x = \pm\, l/2$ liegenden Punktquellen mit den Ergiebigkeiten $\pm J$ erzeugten Feldes im Inneren des Halbzylinders für einen zwischen den Quellen auf der Zylinderachse liegenden Aufpunkt, also $|x| < l/2$, $r = 0$ und daher $I_0(0) = 1$:

$$\Phi_l(x) = \frac{J \cdot \varrho_0}{2\pi} \cdot \left\{ \frac{2x}{\frac{l^2}{4} - x^2} + \int_0^\infty \varphi_0(t; k) \cdot \left[\cos\left(\frac{l}{2} - x\right) t - \cos\left(\frac{l}{2} + x\right) t \right] \cdot dt \right\}.$$

Damit ergibt sich für die zwischen den beiden bei $\pm\, x$ befindlichen Sonden herrschende Spannung

$$V(l, x) = \Phi_l(x) - \Phi_l(-x) = \frac{J \cdot \varrho_0}{\pi} \cdot \left\{ \frac{2x}{\frac{l^2}{4} - x^2} + \int_0^\infty \varphi_0(t; k) \cdot \left[\cos\left(\frac{l}{2} - x\right) t - \cos\left(\frac{l}{2} + x\right) t \right] \cdot dt \right\}.$$

Für die Wenner-Anordnung ist insbesondere

$$l = 6x, \text{ also } \frac{2x}{\frac{l^2}{4} - x^2} = \frac{3}{2l},$$

und daher wird hier der scheinbare spezifische Widerstand ϱ_s gegeben durch

$$\frac{2\pi \cdot l \cdot V(l)}{3 \cdot J \cdot \varrho_0} = \frac{\varrho_s(l; k)}{\varrho_0} = 1 + \frac{2l}{3} \int_0^\infty \varphi_0(t; k) \cdot \left[\cos\frac{lt}{3} - \cos\frac{2lt}{3} \right] \cdot dt. \tag{6}$$

3. Da uns das Verhalten von ϱ_s für $l \to \infty$ besonders interessiert, so sei für den Fall $k = 1$ das Ergebnis kurz mitgeteilt. Aus (5') erhält man mit Benützung der Reihen für I_1 und K_1 nach (6) die folgende asymptotische Darstellung:

$$\varrho_s(l; 1) \sim \varrho_0 \cdot \left(\frac{2}{3} l\right)^2.$$

Verwendet man wie üblich zur graphischen Darstellung von ϱ_s ein doppeltlogarithmisches Netz, setzt man also:

$$\log l = \xi \text{ und } \log \frac{\varrho_s}{\varrho_0} = \eta,$$

so bekommt die Asymptote der zu $k = 1$ gehörigen Widerstandskurve die Gleichung

$$\eta = 2\,\xi + 2 \log \frac{2}{3},$$

sie hat also den *Anstieg 2* und schneidet die l-Achse im Punkt $l = 1{,}5$, wie auch aus der Abbildung zu ersehen ist.

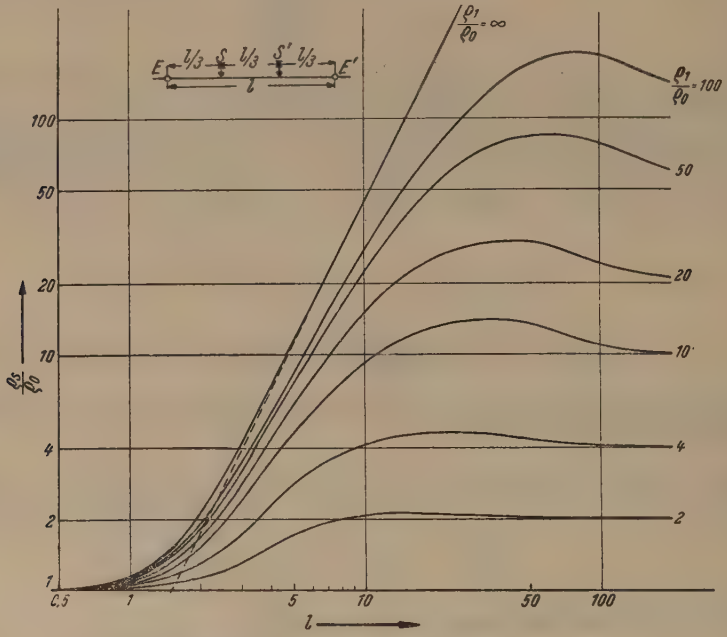

Abb. 1. Der scheinbare spezifische Widerstand für ein ideales Tal.

Für die gewöhnlichen Zweischichtkurven ergibt sich aber im analogen Fall für die Asymptote die Gleichung[1]:

$$\eta = \xi + \log\left(\frac{2}{3} \ln 2\right),$$

sie hat also den *Anstieg 1* und schneidet die l-Achse im Punkt

$$l = \frac{3}{2 \ln 2} = 2{,}17.$$

Da sich für $k \sim 1$ die ansteigenden Bogen der Widerstandskurven von jenen Asymptoten nur wenig entfernen, so macht sich für große Werte des Verhältnisses ϱ_1/ϱ_0 der Einfluß der Talhänge mit wachsender Elektrodenentfernung in der aufgenommenen Widerstandskurve sehr

[1] J. N. Hummel: Der scheinbare spezifische Widerstand. Ztschr. f. Geophys. 5, 89 bis 104 (1929). Die dort auf S. 102 gegebene Ableitung dieser Beziehung ist allerdings nicht ganz durchsichtig.

bald bemerkbar, und eine Auswertung derartiger in einem Tal bei Tiefenmessungen sich ergebender Widerstandskurven mittels gewöhnlicher Zweischichtkurven ist schon von vornherein unmöglich. Wenn jedoch etwa $\varrho_1/\varrho_0 < 5$ ist, dann mag es wohl noch als zulässig erscheinen, die Abweichungen einer gemessenen Widerstandskurve von einer in Frage kommenden theoretischen Zweischichtkurve auf die Meßfehler zu schieben und diese dennoch zur Auswertung heranzuziehen. Man kann sich aber leicht davon überzeugen, daß man dabei für die Tiefen der Schichtgrenzen Werte erhalten wird, die ungefähr nur der Hälfte des Zylinderradius gleich sind.

4. Unsere neuen Widerstandskurven weisen aber gegen die gewöhnlichen Zweischichtkurven noch einen anderen ganz wesentlichen Unterschied auf: wie die Abbildung zeigt, nähern sich jene für $k > 0$ ihren horizontalen Asymptoten *nicht von unten*, sondern *von oben her*, es nimmt also der scheinbare spezifische Widerstand ϱ_s hier Werte an, die *größer* sind als ϱ_1, und zwar wird $\text{Max}\,\frac{\varrho_s - \varrho_1}{\varrho_1}$ um so größer, je größer ϱ_1 ist. Dieser Tatsache scheint die von Hummel geäußerte Behauptung[1] zu widersprechen, daß der Betrag des scheinbaren spezifischen Widerstandes zwischen dem kleinsten und dem größten der ins Spiel kommenden wirklichen spezifischen Widerstände liegen müsse, daß er also ein Mittelwert sei, dem allerdings keine selbständige physikalische Bedeutung zukomme. Hummel dürfte dabei jedoch wohl nur an ein parallel geschichtetes Medium gedacht haben, für welches ja auch bei großen Elektrodenabständen näherungsweise das Kirchhoffsche Gesetz für parallel geschaltete Widerstände gilt. Wie die Berechnung einiger Punkte gezeigt hat, nähern sich für $-1 < k < 0$ umgekehrt die Widerstandskurven von unten her ihren horizontalen Asymptoten.

Obwohl also unsere neuen Widerstandskurven den Habitus eines gewissen Typus von Dreischichtkurven besitzen, ist wenigstens für $k \sim 1$ wegen ihres steilen Anstieges eine Verwechslung mit diesen doch kaum zu befürchten. Für $k \ll 1$ aber unterscheiden sie sich praktisch kaum von den entsprechenden Zweischichtkurven, deren Verwendung zur Auswertung aber, wie oben schon bemerkt wurde, zu kleine Tiefen liefert.

Da bei diesen Untersuchungen die geometrischen Verhältnisse des Untergrundes in den Annahmen schon vollständig festgelegt sind, so können die angegebenen Widerstandskurven natürlich nicht in derselben Weise für Tiefenbestimmungen verwendet werden, wie man dies bei Zwei- oder Dreischichtkurven machen kann. Der geübte Praktiker dürfte aber aus ihnen immerhin einen gewissen Anhalt für Korrekturen oder zum mindesten eine Ermahnung zur Vorsicht bei Auswertungen von Tiefenmessungen in Tälern gewinnen können. Eine Erweiterung der Theorie durch Aufnahme variabler Parameter in den Ansatz ist zwar möglich, aber die Konstruktion praktisch verwendbarer Widerstandskurven erfordert dann eine Rechenarbeit, deren Bewältigung die Kräfte eines einzelnen übersteigt.

[1] l. c. S. 93.

Vilhelm Bjerknes †.

Über 89 Jahre alt ist Vilhelm Bjerknes am 9. April 1951 in Oslo gestorben. Ein langes und selbstloses Leben im Dienste der Wissenschaft ist damit abgeschlossen. Während mehr als zwei Menschenaltern ist Vilhelm Bjerknes tätig gewesen, in verschiedenen Ländern und mit verschiedenen Aufgaben. Selten hatte er in seinen Stellungen Vorgänger, fast immer aber Nachfolger. Alle Aufgaben betrachtete er mit den offenen, neugierigen Augen des Kindes; alle Probleme waren für ihn neu und einzigartig. Ein fleißiger und geduldiger Leser war er nie — „es ist nicht gut, zu viel zu wissen", sagte er einmal. Ein andermal: „Man muß den Mut haben, Dummheiten zu begehen."

Vilhelm Bjerknes, geboren am 14. März 1862, lebte als Sohn des Mathematikprofessors C. A. Bjerknes schon als Kind in einem wissenschaftlichen Milieu und wurde bald der nächste Mitarbeiter seines Vaters. 1890 studierte er bei Heinrich Hertz in Bonn, und seine Untersuchungen über elektrische Resonanz sind grundlegend für die spätere Radiotechnik geworden. Er hatte damals die Möglichkeit, auf diesem aktuellen Gebiete ein wissenschaftlicher Führer zu werden. Und doch verließ er bald dieses fruchtbare Gebiet und kehrte zur Hydrodynamik zurück, um die Arbeiten seines Vaters über hydrodynamische Fernkräfte fortzusetzen; 1909 erschien das zusammenfassende Werk: Die Kraftfelder. 1893 wurde V. Bjerknes Professor der Mechanik und mathematischen Physik an Stockholms Högskola und 1898 bis 1900 erschienen seine Abhandlungen über die Zirkulationssätze, die ein Medium charakterisieren, wo die Dichte nicht nur vom Druck, sondern auch von der Temperatur abhängt. Diese Abhandlungen sind für die Entwicklung der Forschung als revolutionär zu bezeichnen, indem sie eine neue, allgemeinere Hydrodynamik begründen. Die Flüssigkeiten der früheren Hydrodynamik konnten nicht Wärme in Arbeit umsetzen, sie waren „*thermisch inaktiv*" und deshalb als Fundament für das Studium von Bewegungen in der Luft und im Meer nicht besonders geeignet. Die neue „*physikalische*" Hydrodynamik machte es aber möglich, die Entstehung solcher Bewegungen theoretisch zu erfassen, und sie wurde daher bald ein mächtiges Hilfsmittel der Meteorologie und der Hydrographie. Bjerknes selbst interessierte sich immer mehr auch für die Anwendungsmöglichkeiten dieser neuen Wissenschaft. Besonders suchte er das Problem der Wettervorhersage mathematisch zu formulieren und Methoden zu seiner Lösung auszuarbeiten. Von 1905 an erhielt er zu diesem Zwecke jährliche Subsidien der Carnegie Institution in Washington, und 1910/11 erschien das leider unvollendete

Werk: Dynamic Meteorology and Hydrography, ein klassischer Pfeiler der modernen Geophysik (deutsche Ausgabe 1911—1912).

Immer „lebensnäher" wurden hierauf V. Bjerknes' Aufgaben. 1913 wurde er als Professor an das neu gegründete Geophysikalische Institut der Universität Leipzig berufen; zu einer besonderen Aufgabe wurde jetzt die detaillierte dynamisch-synoptische Analyse von speziellen atmosphärischen Zuständen entwickelt. Dieses große Unternehmen wurde jedoch 1914 durch den ersten Weltkrieg unterbrochen und nicht vollendet. 1917 siedelte Bjerknes nach Bergen in Westnorwegen über, und seine bereits mit dem Alltag verknüpfte Wissenschaft wurde hier noch lebensnäher. In dieser von den außertropischen atlantischen Zyklonen ständig umspülten Stadt entwickelte sich der theoretische Physiker zum Organisator und Leiter eines praktischen Instituts. Unter seiner Leitung entstand ein neues „Team-Work" über moderne Methoden der Wettervorhersage und die Gesetze der Zyklonenbildung wurden von seinen jungen Mitarbeitern T. Bergeron, J. Bjerknes und H. Solberg entdeckt, Gesetze, die auch heute noch auf der ganzen Welt die wissenschaftliche Grundlage für die Wetterprognose bilden.

Nach dem Durchbruch der neuen praktischen Methoden wurde V. Bjerknes 1926 Professor der theoretischen Physik in Oslo. 1933 gab er, zusammen mit J. Bjerknes, H. Solberg und T. Bergeron, das große Werk „Hydrodynamique physique avec applications à la Météorologie Dynamique" heraus, das gleichzeitig auch in deutscher Sprache erschienen ist. In besonderem Maße hat hier das Wellenproblem der Zyklogenese sein Interesse in Anspruch genommen. Ganz allein haben damals V. Bjerknes und H. Solberg die Lösung dieses Problems angefangen — heute dagegen arbeiten überall die besten Forscher der theoretischen Meteorologie gerade auf diesem Gebiete. Selten Vorgänger — fast immer Nachfolger, diese Charakteristik der Arbeits- und Wirkungsweise von V. Bjerknes hat sich auf diesem Gebiete besonders bewahrheitet.

Mit seinem Enthusiasmus und seinem fast fanatischen Arbeitseifer mußte V. Bjerknes natürlich sehr stark auf seine meist viel jüngeren Mitarbeiter wirken. Als Lehrer und Freund war er einzigartig. Immer hatte er Respekt für selbständige Arbeit und suchte nie seine Mitarbeiter in bestimmte, enge Bahnen zu lenken. Seine Bemerkungen über „falsche", veraltete Autoritäten konnten schneidend scharf sein; Diplomat war er nie. Dagegen war seine Kritik über jüngere Forscher stets wohlwollend und positiv. Immer betonte er: man muß offen sein, selbst denken und sich nicht in Kleinigkeiten verlieren. Charakteristisch für V. Bjerknes' Denken sind die letzten Worte seiner Festrede an der Fünfundzwanzigjahrfeier für das Geophysikalische Institut der Universität Leipzig:

„*Eben die fernen, vielleicht unlösbaren Probleme haben manchmal in der Wissenschaft eine Bedeutung weit über die nahen, unmittelbar greifbaren Probleme hinaus.* Das Steuern nach einem fernen Ziel gibt festen Kurs. Das lehren uns die Seeleute, die nach den Sternen steuern, nicht um sie zu erreichen, sondern eben, um sich festen Kurs zu sichern ... *Vergeßt nicht, nach den Sternen zu steuern.*"

C. L. Godske, Bergen.

Buchbesprechungen.

Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. Herausgegeben von Sir E. Appleton. London: Butterworth-Springer Ltd.

Es ist ein erfreuliches Zeichen wissenschaftlicher Aktivität unserer Zeit, daß die Zahl der wissenschaftlichen Zeitschriften unserer Fachgebiete seit Kriegsende im Vergleich zum Vorkriegsstand wesentlich vermehrt werden mußte und noch weiter vermehrt wird. Beginnend mit dem Jahr 1950 erscheint nun auch in England unter der Schriftleitung von Sir Edward Appleton eine neue Zeitschrift von internationalem Charakter, die, wie dem Vorwort zu entnehmen ist, Arbeiten aus allen Zweigen der Physik der Atmosphäre und der Erde bringen will. Wie aus den ersten Heften zu sehen ist, dürften aber im Inhalt die Arbeiten bedeutend überwiegen, die Probleme der hohen Atmosphäre, vor allem der Ionosphäre, der kosmischen Strahlung und der Luftelektrizität betreffen. Die Arbeiten erscheinen in englischer, deutscher oder französischer Sprache mit englischer Zusammenfassung. Die Zeitschrift erscheint zweimonatlich und bringt auch Kurzberichte, Mitteilungen über internationale wissenschaftliche Veranstaltungen oder Gesellschaften und Buchbesprechungen. F. Steinhauser, Wien.

Meteoros. Revista de Meteorologia y Geofisica del Servicio Meteorológico Nacional. Buenos Aires.

Der Meteorologische Landesdienst von Argentinien gibt seit Anfang 1951 eine Vierteljahrsschrift heraus, die unter der Redaktion von M. S. Cappelletti steht und für die Veröffentlichung wissenschaftlicher Publikationen des Mitarbeiterstabes dieses Instituts bestimmt ist. Das erste Heft vom Januar 1951 enthält auf 117 Seiten sieben größere Aufsätze, einige kleinere Mitteilungen, einen Überblick über die historische Entwicklung des Zentralinstituts sowie einige Besprechungen. Die Arbeiten sind durchwegs in spanischer Sprache geschrieben, die größeren haben an ihrer Spitze eine Zusammenfassung in spanischer und englischer Sprache. Das erste Heft enthält größere Arbeiten aus den Gebieten der Klimaklassifikation, der Bioklimatologie, der Agrarklimatologie und der Langfristprognose und läßt damit die Breite des Interessenbereiches der Arbeitsgebiete des Meteorologischen Landesdienstes von Argentinien erkennen, die wohl weitgehend auch durch die geographische Ausdehnung des Landes über die verschiedensten Klimabereiche bedingt ist. W. Mörikofer, Davos.

Meteorology with Marine Application. Von W. L. Donn. Zweite Auflage. Mit 329 Abb., XVII, 465 S. New York—Toronto—London: McGraw-Hill Book Company. 1951. $ 5,50.

Es ist eine bekannte Tatsache, daß die Schiffahrt besonders stark vom Wetter abhängt und daß vor allem Sturm und Unwetter die auf hoher See

fahrenden Schiffe in große Gefahren bringen können. Deshalb wird es für den Seefahrer von großem Wert und Nutzen sein, wenn er nicht nur die Gefahren kennt, die ihm von Seite des Wetters drohen, sondern auch über ein Verständnis für die Wetterentwicklung und für die Möglichkeiten seiner Vorhersage verfügt. Dieses Verständnis möglichst weiten Kreisen zu vermitteln, ist Aufgabe des vorliegenden Buches. Die Vorzüge, die dieses Buch zur Erfüllung dieser Aufgabe besonders befähigen, liegen darin, daß der Verfasser eine derart einfache, klare und dabei den modernen Gesichtspunkten der Meteorologie vollkommen Rechnung tragende Darstellungsweise benutzt, daß sie selbst dem fachmeteorologisch nicht vorgebildeten Laien verständlich sein muß, und daß er es versteht, diese Verständlichkeit durch überaus zahlreiche Abbildungen mit sehr einprägsamen schematischen und zum Großteil dreidimensionalen Veranschaulichungen theoretischer Grundlagen und Vorstellungen, mit vielen Naturaufnahmen sowie mit zahlreichen Beispielen von Wetterkarten und Wetterentwicklungen zu unterstützen. Dies macht das Buch nicht nur für den Seefahrer wertvoll, sondern für alle an der Meteorologie Interessierten und auch für Studierende zu einem sehr nützlichen Studienbehelf. Es ist ein Musterbeispiel verständlicher und anschaulicher Darstellung.

Es liegt in der Natur der Sache, daß dieses Buch auch eine Darstellung der allgemeinen Meteorologie, soweit sie für das Verständnis der Wetterentwicklung und Wettervorhersage überhaupt notwendig ist, bringen muß, wobei allerdings immer die die besonderen Verhältnisse auf dem Ozean und die Belange der Schiffahrt betreffenden Erscheinungen und Probleme in den Vordergrund gerückt sind. Es führt die Darstellung über die Strahlungs-, Temperatur- und Feuchtigkeitsverhältnisse und über die Stabilitätsprobleme zur Wolken-, Niederschlags- und Gewitterbildung und über die Luftdruckverhältnisse zur Entstehung des Windes, der allgemeinen Zirkulation und der tropischen Zyklonen, die besonders vom Gesichtspunkt ihrer Bedeutung für die Schiffahrt behandelt werden. Das Buch bringt auch eine Einführung in den meteorologischen Beobachtungsdienst durch Darstellung der Meßmethoden und gebräuchlichen Meßinstrumente und in den meteorologischen Melde- und Nachrichtendienst durch vollständige Wiedergabe des neuen Wetterschlüssels mit anschaulichen Erläuterungen. Schließlich werden auch die Grundlagen der Luftmassen- und Frontenanalyse und der Zyklonenentwicklung dargestellt und die Methoden der Wetteranalyse und Wettervorhersage erklärt. An einigen Beispielen werden Analysen der Wetterlage voll durchgeführt. Die Darstellung und Verwertung der Höhenwetterkarten wird dabei als über den vorgegebenen Rahmen des Buches hinausgehend nicht berücksichtigt.

Von den dem Buch beigegebenen Weltkarten der meteorologischen Elemente verdienen einige neuere Darstellungen auch allgemeine Beachtung: So die Karten der Druckverteilung und der Windströmungen über den Ozeanen im Januar und Juli nach McKnight, Karten der Luftmassen und Fronten über den Ozeanen im Juli/August und Januar/Februar, Karten der Sturmhäufigkeiten im Februar und August im Nordatlantik, Nordpazifik und Südpazifik und die Karte der Meeresströmungen der US-Navy. Von den beigegebenen Tabellen seien neben verschiedenen Umwandlungstabellen erwähnt die Tabellen der relativen Feuchtigkeit und des Taupunktes bei verschiedenen Psychrometerdifferenzen und Temperaturen, Tabellen zur Reduktion der Luftdruckablesungen auf Meeresniveau und zu ihrer Temperatur- und Schwerekorrektion und eine Tabelle zur Bestimmung der wirklichen

Windrichtungen und Windstärken nach Beobachtungen von einem fahrenden Schiff aus.

Ein gesonderter Abschnitt ist den optischen Erscheinungen der Atmosphäre, die auf Brechung, Beugung, Streuung, Diffusion und perspektivische Verzerrung beruhen, gewidmet. In einem abschließenden Abschnitt wird ein kurzer Überblick über eine Auswahl wichtiger Erkenntnisse der Ozeanographie gegeben, in der die Temperaturverhältnisse, der Salzgehalt, die Eisverhältnisse, die Wellenbildung und ihre Abhängigkeit vom Wind, die Gezeiten, die Meeresströmungen und die durchschnittlichen Witterungsverhältnisse der einzelnen Monate im Atlantischen und im Pazifischen Ozean behandelt werden.

Im Anhang werden Erklärungen der im Fernschreibeverkehr verwendeten Symbole der Wetterberichte gegeben und für über 130 Häfen und Inseln Mittelwerte der täglichen Temperaturmaxima und -minima, der relativen Feuchtigkeit, der Zahl der Tage mit Niederschlag, der Zahl der Tage mit Sturm und der Zahl der Tage mit Nebel für jeden Monat mitgeteilt.

F. Steinhauser, Wien.

Wolken, Wind und Wetter. Von M. Schüepp. Mit einer Skizze „vom Klima der Schweiz" von H. Uttinger. Mit 32 Tafeln und 127 Textabb., 263 S. Zürich: Büchergilde Gutenberg. 1950.

Unter den neueren Büchern, die sich die Verbreitung der Kenntnisse vom Wettergeschehen in Laienkreisen zur Aufgabe machen, verdient das schön und reichhaltig ausgestattete Werk von Max Schüepp von der Schweizerischen Meteorologischen Zentralanstalt in Zürich eine besondere Empfehlung. Es beruht auf guter Literaturkenntnis und eigenen Erfahrungen in Wetterdienst und Klimaforschung und bemüht sich in der Darstellung mit Erfolg, ausgefahrene Bahnen zu vermeiden.

Im ersten Kapitel wird der Leser auf rund 100 Seiten in das Wesen und die Auswertung der Wetterbeobachtung eingeführt und mit der Aufgabe des Prognostikers vertraut gemacht, wobei nicht nur die Boden- sondern auch die Höhenwetterkarte besprochen wird. Auf weiteren 100 Seiten werden im zweiten Kapitel unter dem Sammeltitel eines „meteorologischen Jahrbuchs" etwa 15 typische Wetterlagen des Alpengebietes eingehend besprochen und teils auf Grund des Wettergeschehens, teils auch an Hand der Wetterkarte der Vorstellungswelt und dem Verständnis des Lesers nahegebracht; gerade dieses Kapitel läßt einen Verfasser erkennen, der das Wettergeschehen nicht nur vom Kartentisch aus studiert sondern auch im Naturerlebnis kennt. Das dritte, kürzere Kapitel bietet einen Überblick über das Klima der Schweiz aus der Feder vom H. Uttinger von der Klimaabteilung derselben Anstalt. Das zweibändige Standardwerk „Das Klima der Schweiz" ist heute mehr als vier Jahrzehnte alt und ist daher nicht mehr in der Lage, die heutigen Kenntnisse über die Klimaverhältnisse dieses Alpenlandes erschöpfend wiederzugeben. So ist es sehr zu begrüßen, daß H. Uttinger in der vorliegenden Klimadarstellung, mag sie sich raumeshalber auch auf wenige Gesichtspunkte beschränken, in dem neueren klimatologischen Beobachtungsmaterial des schweizerischen Netzes schöpft und so auf kleinem Raum eine lebendige Darstellung der klimatischen Besonderheiten der Schweiz bietet.

Die verschiedenen Kapitel dieses Buches sind flüssig und interessant geschrieben und nützen ein reichhaltiges Beobachtungsmaterial aus. Eine

populäre Darstellung kann beim Leser keine Vorkenntnisse voraussetzen und darf aus diesem Grunde und auch aus Rücksicht auf den in solchen Werken stets beschränkten Raum den Problemen nie ganz auf den Grund gehen; trotzdem ist der in dem vorliegenden Werk gebotene Stoff sehr reichhaltig.

Allerdings dürfte der bewußte Plauderton, der das Wettergeschehen immer wieder mit dem Namen Petrus personifiziert und auf lange Partien die Fiktion einer Unterhaltung mit einem Meteorologen durchzuhalten sucht, nicht für alle Leser das Richtige treffen. Durch eine solche Ausdrucksweise wird die Schwierigkeit präziser Fachbegriffe nur scheinbar umgangen und es entsteht eine gewisse Diskrepanz zwischen dem Ton einer vorgetäuschten Leichtverständlichkeit und der unvermeidlichen Notwendigkeit, schwierigere fachliche Vorstellungen, die eingangs erklärt worden sind, nachher immer wieder verwenden zu müssen. Durch eine rein sachliche Formulierung der Erklärungen würde das Verständnis beim Laien in keiner Weise erschwert, gleichzeitig aber seine Achtung vor der Wissenschaft gehoben.

Der hier kurz skizzierte Einwand gegen die unnötig populärisierende Ausdrucksweise soll jedoch die Anerkennung der positiven Werte des Buches von Schüepp und Uttinger in keiner Weise schmälern. Einige besondere Vorzüge des Werkes seien daher nochmals hervorgehoben: Das Tabellenmaterial und die zahlreichen Kurvendarstellungen vermeiden fast durchwegs die altbekannten Beispiele populärer Wetterbücher und bringen eine Menge neuer Beispiele, manche auch in neuartiger Darstellung. Zudem ist ein großer Teil der Beispiele, nicht nur des Klimakapitels sondern auch der rein meteorologischen Ausführungen, dem schweizerischen Wettergeschehen entnommen und trägt dadurch stark zur Erweiterung unserer meteorologischen Kenntnisse aus dem Alpengebiet bei. Schließlich ist das Werk auch mit vorzüglichen Wolkenaufnahmen und Wetteransichten reich illustriert. Um dieser verschiedenen Vorzüge willen wird das Buch von Schüepp und Uttinger auch im Kreise der Fachleute lebhaftem Interesse begegnen.

W. Mörikofer, Davos.

Untersuchungen über die Abweichungen vom Gradientwind in der oberen Troposphäre. Von Ingrid Reineke. (Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin-Dahlem, Meteorologische Abhandlungen: Band I, Heft 1.) Mit 33 Abb., 119 S. Berlin: Palmen-Verlag vorm. D. Reimer. 1950.

Mit dieser Veröffentlichung wird eine neue Schriftenreihe des Instituts für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin begonnen, in der außer den im Institut selbst durchgeführten Arbeiten auch andere meteorologische Abhandlungen, vor allem aus dem Gebiete der Synoptik, veröffentlicht werden sollen. In der vorliegenden Abhandlung wird im ersten Teil das Ergebnis einer statistischen Untersuchung mitgeteilt, die den Zweck hat, zu überprüfen, welchen Anteil die Abweichungen vom Gradientwind am Aufbau der mitteleuropäischen Hochdruckgebiete im Sinne von Scherhag haben. Aus fast 3000 Bestimmungen der Abweichungen der gemessenen Windrichtungen von den aus den Karten der 500- und der 225-mb-Fläche ermittelten geostrophischen Windrichtungen ergibt sich für die Wintermonate der Jahre 1943 und 1944, daß der gemessene Wind im Mittel eine Abweichung um 7,4° (bei einer Streuung von 18,5°) gegen den hohen Druck aufweist, wobei sich keine wesentlichen Unterschiede zwischen antizyklonaler und

zyklonaler Isobarenkrümmung ergaben. Aus neuerem Beobachtungsmaterial wurde festgestellt, daß bei geradlinigem Isobarenverlauf sich eine mittlere Abweichung vom Gradientwind um 2,8° (bei einer Streuung von 15,4°) gegen den hohen Druck hin zeigt. Aus einer Berechnung des Massenflusses in der freien Atmosphäre zwischen Obergrenze der Reibungsschicht und Tropopause, der den Massenfluß in der unteren Reibungsschicht kompensieren soll, ergibt sich, daß dazu schon eine Ablenkung des Windes der freien Atmosphäre gegen den hohen Druck im Betrag von 1° genügt. Für stationäre Strömungsfelder berechnet man bei Beschleunigung eine Abweichung zum tiefen Druck und bei Verzögerung eine Abweichung zum hohen Druck, dem nach einer statistischen Auszählung von mehr als 500 Fällen die Beobachtungen zu 70% entsprechen.

Aus der Bearbeitung einiger synoptischer Fälle sollte festgestellt werden, bei welchen Situationen Gradientwindabweichungen überhaupt zu erwarten sind und wie sie sich auf die Wetterentwicklung auswirken. Ein überraschender Aufbau hohen Drucks über West- und Mitteleuropa am 14. September 1948 läßt sich auf Abweichungen des Windes zum hohen Druck hin im Bereich des Deltas einer Frontalzone zurückführen. An der Wetterlage vom 22. März 1949 wird eine möglichst genaue Bestimmung des Massenhaushaltes durchgeführt und gezeigt, daß das Auftreten von Gradientwindabweichungen flächenmäßig erfaßt und die Massentransporte mit den beobachteten Druckänderungen in hinreichend gute Übereinstimmung gebracht werden können. An der Wetterlage vom 9. Jänner 1949 wird die Abweichung vom Gradientwind an der Ostflanke eines Höhenhochkeils untersucht, wobei für die Strömung, die dort beim Übergang von einem Bereich gekrümmter Isopotentialen in eine Zone geradlinigen Isopotentialenverlaufs übergradientische Geschwindigkeiten annimmt, die der Theorie entsprechende Abweichung zum hohen Druck festgestellt wird und der Ablenkungswinkel in Abhängigkeit von der Größe der Geschwindigkeitsabnahme, soweit dies in einem Einzelfall richtig erfaßt werden kann, im Sinne der Theorie gefunden wird. In diesem letzten Fall werden aber kaum Druckänderungen verursacht, da bei schon gut ausgebildetem Bodenhoch und fehlender Neigung der Achse vom Bodenzentrum zum Höhenzentrum das Ausströmen der Luftmassen zum Tiefdruck hin in der Reibungsschicht so groß ist, daß es nur schwer kompensiert werden kann. Mit diesen Beispielen gibt die Arbeit einen instruktiven Einblick in die Bedeutung der Abweichungen vom Gradientwind für die Wetterentwicklung. F. Steinhauser, Wien.

Survey of Data and Theoretical Analysis of the Upper Atmosphere. Final Report June 1950. Mit 45 Abb., 144 S. Los Angeles: Institute of Geophysics, University of California. 1950.

Das Geophysikalische Institut der Universität von Kalifornien in Los Angeles bearbeitet unter Leitung von J. Kaplan mit einem größeren Mitarbeiterstab bevorzugt die Probleme der hohen Atmosphäre. In dem zu referierenden Bericht werden neue Untersuchungsergebnisse, zusammenfassende Darstellungen der Kenntnisse vom Aufbau der hohen Atmosphäre und neue Folgerungen, die daraus abgeleitet wurden, vorgelegt.

Einleitend berichtet J. Kaplan über Spektraluntersuchungen des Nachthimmelslichtes, die für die Erforschung der hohen Atmosphäre im Bereich zwischen der Obergrenze der Ozonschicht und der E-Schicht von Bedeutung sind. 1947 wurde das Nachleuchten mit einer Emmissionsbande des Sauerstoffs und diffusen Absorptionsbanden von Violett bis 9000 Å, die dem NO_2

zugeschrieben wurden, entdeckt. In dem Sauerstoff-Nachleuchten wird ein Nachweis für die für die obere Atmosphäre bedeutungsvolle Rekombination des O-Atoms gesehen. Für den Ursprung des Nachleuchtens und für die im Nachthimmelslicht vorkommenden Reaktionen von O und NO_2 sind die Reaktionsgleichungen angegeben. Im Spektrum des Nachthimmelslichtes nachgewiesene OH-Emmissionsbanden geben eine Erklärung bisher nicht identifizierter Banden dieses Bereiches und sind, da sie zum Teil wenigstens von einer Wasserdampfkonzentration im 70 km-Niveau herrühren sollen, für die Klärung des Aufbaues dieser Atmosphärenschicht und für das Problem von Vorhersagen für die obere Atmosphäre wichtig.

Im ersten Hauptteil berichtet G. Schilling zusammenfassend über direkte und indirekte Beobachtungen und Folgerungen über Erscheinungen in verschiedenen Schichten der hohen Atmosphäre. Mit Berücksichtigung der neuesten Ergebnisse wird in diesem umfassenden Bericht zusammengestellt, was über die Temperaturverhältnisse, über den Luftdruck, die Dichte, die Windverhältnisse und die Luftzusammensetzung in verschiedenen Höhen der oberen Atmosphäre aus Beobachtungen der Explosionswolken von Flakgeschossen, aus Beobachtungen mit hochsteigenden Raketen, aus den Aufzeichnungen hochsteigender Ballons, aus leuchtenden Nachtwolken, aus Meteorbeobachtungen, aus der Emmission des Nachthimmels, aus Nordlicht- und Dämmerungsbeobachtungen, aus der Schallausbreitung, aus der Ausbreitung von Radiowellen und aus theoretischen Untersuchungen über den physikalischen Zustand der oberen Atmosphärenschichten bis in die höchsten Höhen erschlossen und bekannt geworden ist.

Im zweiten Hauptteil bringt W. W. Kellog theoretische und aus Beobachtungen abgeleitete Nachweise für die Existenz von Konvektionsströmungen und Turbulenz in 50 bis 80 km Höhe. Diese wird aus der Störung und Formänderung der Meteorbahnen, aus der Gleichheit des Drucks an der Nase (dynamischer Druck) und am Schwanz (statischer Druck) der V_2-Raketen in dieser Schicht, aus dem Vorkommen und aus den Formänderungen leuchtender Nachtwolken und aus den Abweichungen der aus dem Streulicht der Dämmerung bestimmten Dichtewerten von den auf andere Art festgestellten Werten gefolgert. Die Turbulenzzone soll durch Erwärmung der oberen Ozonschicht in 40 bis 50 km Höhe infolge Strahlungsabsorption und durch Abkühlung der wasserdampfhaltigen Schicht in 60 bis 80 km Höhe infolge Ausstrahlung aufrecht erhalten werden. Auswertungen der Helgoland-Explosionen ergaben überadiabatische Gradienten von 1,5°/100 m zwischen 56 und 64 km Höhe und Messungen mit Raketen solche von 1,2°/100 m zwischen 60 und 67 km Höhe. Die Annahme eines Mischungsverhältnisses von $0{,}05 \cdot 10^{-3}$ führt zu brauchbaren Werten einer positiven Strahlungsbilanz unterhalb 53 km Höhe und einer negativen Strahlungsbilanz darüber.

Im dritten Teil versuchen W. W. Kellog und G. F. Schilling ein Schema einer allgemeinen Zirkulation in der gesamten Atmosphäre bis 120 km Höhe zu entwickeln, das den bisher bekannt gewordenen Beobachtungsdaten aus der höheren Atmosphäre gerecht wird. Wenn auch dieses Schema nur sehr vereinfacht sein kann, da die vorhandenen Beobachtungsdaten nicht alle Gebiete mit wünschenswerter Dichte erfassen, verdient dieser erste Versuch doch allgemeines Interesse und es ist klar, daß mit fortschreitender Erweiterung des Beobachtungsmaterials noch mehrfach Modifikationen notwendig sein werden. Das Schema basiert auf den aus verschiedenen Beobachtungen bekannten Strömungsverhältnissen in den verschiedenen Höhenschichten und ist so konstruiert, daß es die aus verschiedenen Erscheinungen er-

schlossenen jahreszeitlichen und räumlichen Änderungen der Temperatur der oberen Luftschichten zuläßt. Diese bestehen in der Annahme einer tieferen Lage der Zone maximaler Temperaturen an der Obergrenze der Ozonosphäre über dem Äquator als über den Polen, einer größeren Jahresschwankung der Temperatur in der Ozonosphäre im Polargebiet, aber einer viel kleineren Jahresschwankung in der oberen Mischungszone, einer in der Nordlichtzone kälteren und höher gelegenen oberen Temperaturminimumsschicht als in mittleren Breiten, höherer Lufttemperaturen in Schichten oberhalb 90 bis 100 km über äquatorialen Gebieten als über polaren Gebieten und aus Änderungen des erdmagnetischen Feldes erschlossener Aufwärtsströmungen im äquatorialen Gebiet und polwärts gerichteter Strömungen in höheren Breiten im Bereich der E-Schicht. Das Zirkulationsschema nimmt zwischen 20 km Höhe und der Zone höchster Temperaturen an der Obergrenze der Ozonosphäre im Sommer äquatorwärts gerichtete Strömung mit mit der Höhe zunehmender Ostkomponente und im Winter polwärts gerichtete Strömung mit mit der Höhe zunehmender Westkomponente an. Zwischen oberer Ozonosphärengrenze und der Höhenschicht tiefster Temperaturen in 70 bis 80 km Höhe werden mehrere Vertikalzirkulationsräder angenommen mit im Winter schwächerer und im Sommer etwas stärkerer Ostwindkomponente an der Obergrenze dieser Turbulenzzone. In der obersten Zone bis 120 km wird vom Äquator bis zum Pol ein geschlossenes Zirkulationsrad mit aufwärts gerichteter Strömung über den äquatorialen Gebieten und stärkerer Westkomponente im obersten Teil angenommen.

Im vierten Teil gibt W. W. Kellog einen umfassenden Bericht über die Atmosphäre oberhalb 100 km. Zunächst wird das Problem der Bilanz freier Elektronen in verschiedenen Schichten der Ionosphäre unter Berücksichtigung der Änderungen der Elektronendichte durch Ionisation durch die Sonne, durch kosmische Strahlung und durch elektrische Ströme, durch thermische Ionisation, durch Ablösung von Elektronen von negativen Ionen, durch Anlagerung von Elektronen an neutrale Teilchen oder durch Rekombination von Elektronen mit positiven Ionen, durch Massendivergenz der Atmosphäre, durch advektive Zufuhr von Luftmassen mit verschiedener Elektronendichte und durch Diffusion von Ionen ausführlich diskutiert. Es wird gezeigt, daß in den verschiedenen Schichten verschiedene Prozesse überwiegen und es werden, soweit dies bei der gegenwärtigen Kenntnis der physikalischen Parameter in den oberen Luftschichten möglich ist, für die einzelnen Schichten Gleichungen der Elektronenbilanz abgeleitet. Auf Grund dieser theoretischen Ableitungen wird in kritischer Zusammenfassung verschiedener Arbeiten anderer Autoren und mit Erweiterung durch neue Ableitungen des Autors Entstehung und Änderungen der D-, E-, F_1- und F_2-Schicht der Ionosphäre diskutiert und erklärt. Dabei wird bis zur Höhe der F_1-Schicht eine zeitlich konstante Temperaturzunahme, für die Höhe von der F_1-Schicht bis zur F_2-Schicht vor Sonnenaufgang Isothermie, nachmittags aber eine starke Temperaturzunahme mit der Höhe angenommen. Nach einer Analyse der Ionosphärenbeobachtungen von Huancayo wird für die F_1-Schicht eine konstante Temperatur von 1070° K, für die F_2-Schicht aber ein Temperaturanstieg von 1070° K vor Sonnenaufgang auf 3700° K im Winter und 4100° K im Sommer am Nachmittag abgeleitet. Zur Erklärung des starken Tagesganges der F_2-Schicht wird die Hypothese eines scharfen Überganges von einer N_2- und O-Atmosphäre zu einer N- und O-Atmosphäre gerade im Niveau der F_2-Schicht gemacht, für die eine physikalische Begründung aus den Wahrscheinlichkeiten verschiedener Energieübergänge in den N_2-Molekülen

gegeben wird. Ferner wird die Hypothese von elektrischen Strömen, die durch wahrscheinlich von der Sonne kommende elektrische Wechselfelder induziert werden, eingeführt, die zur Erklärung des raschen Anstieges der F_2-Schicht nach Sonnenaufgang, der erdmagnetischen Beeinflussung dieser Schicht und ihrer Andauer nach Sonnenuntergang verwendet wird.

F. Steinhauser, Wien.

Die D-Schicht. Von D. Stranz. (Berichte des Deutschen Wetterdienstes in der US-Zone: Nr. 14.) Mit 19 Abb., 31 S. Bad Kissingen: 1950.

Die Erscheinungen und Vorgänge in den verschiedenen Schichten der Ionosphäre stellen der Forschung schwierige Probleme, die nicht immer eindeutig zu lösen sind. Vor allem kommt es darauf an, die Quellen der Ionisierung kennen und den Ionisierungsprozeß verstehen zu lernen und die Abhängigkeit der auftretenden mannigfachen Störungen von anderen Erscheinungen festzustellen und zu erklären. In der vorliegenden Arbeit wird dies für die bei Tag auftretende D-Schicht, deren Entstehung der Strahlung der Sonnengranulationen zugeschrieben wird, durchzuführen versucht.

Nach einer Übersicht über die photochemischen Prozesse im Bereich des UV-Spektrums der Sonnenstrahlung wird festgestellt, daß der Anteil zwischen 910 und 1300 Å genügend tief und in ausreichender Intensität in die Erdatmosphäre eindringen kann, um noch unter 100 km Höhe eine ionisierte Schicht bilden zu können. Die Berechnung der Ionisierung wurde mit einer Temperatur des Strahlers von 5200°, mit einer vertikalen Temperaturverteilung, die den Ergebnissen der V_2-Aufstiege entspricht und sehr tiefe Temperaturen im 80-km-Niveau aufweist, getrennt für vertikale Temperaturverteilungen im kältesten und im wärmsten Monat in mittleren und höheren Breiten, mit Berücksichtigung einer schwachen Entmischung im Höhenbereich von 35 bis 50 km (auf 18% O_2 und 82% N_2 in 50 km) und zunehmender Dissoziation des O_2 oberhalb 90 km bei langsamen Übergang von völliger Durchmischung zum Diffusionsgleichgewicht oberhalb 90 km durchgeführt. Ein Diagramm zeigt die Eindringtiefen der UV-Strahlung der Sonne im Bereich von 600 bis 2000 Å. Für die Entstehung der D-Schicht kommen die Prozesse $O_2 + h\nu \rightarrow O_2^+ + e \leqq 1010$ Å und $O_2 + h\nu \rightarrow O + O^* \leqq 1330$ Å in Betracht, die sich in 70 bis 130 km Höhe abspielen. Auf diesen Grundlagen wird für die verschiedenen Temperaturverteilungen im Sommer, im Winter und im Mittel die Verteilung der Elektronendichte mit der Höhe für verschiedene Zenithdistanzen berechnet und graphisch dargestellt, wie auch die Höhenabhängigkeit der mittleren Lebensdauer der Elektronen bis zur Rekombination oder bis zur Anlagerung an ein neues O_2-Molekül. Danach verschiebt sich die reflektierende Untergrenze der D-Schicht im Laufe des Tages zwischen 70 km zu Mittag und dem Niveau der unteren E-Schicht nachts. Die Grenzfrequenz der D-Schicht liegt am Tag normalerweise bei $5 \cdot 10^5$ Hz, schwankt aber von Tag zu Tag viel stärker als die der E-Schicht. Die Höhe der maximalen Ladungsträgerdichte der normalen D-Schicht schwankt von Sommer zu Winter nur wenig (96 bis 100 km). Im weiteren wird die Dämpfung elektromagnetischer Wellen und der Kurzwellen-Totalschwund bei durch intensive UV-Strahlung verstärkter D-Schicht untersucht und eine beträchtliche Erwärmung der oberen D-Schicht bei UV-Einbrüchen berechnet. Ferner werden Zusammenhänge zwischen Totalschwund und Veränderungen der E-Schicht bei UV-Eruptionen, Beziehungen zwischen Total-

schwund, magnetischem Störfeld und magnetischem Charakter, die Schwächung der UV-Ausbrüche durch Absorption in von der Sonne ausgehenden Korpuskelstrahlen von Wasserstoff, die Korrelation zwischen Totalschwundtagen und Sonnenfleckenzahlen (diese ergibt ein Vorauseilen der D-Schicht erzeugenden Strahlung gegen das Fleckenmaximum um 0,17 Monate), Zusammenhänge mit der Ozonschicht (hohe Ozonwerte drei bis vier Wochen vor Beginn großer Totalschwundhäufigkeiten) und die Sonnenfleckenverteilung auf Sektoren der Sonne an Totalschwundtagen diskutiert.

F. Steinhauser, Wien.

Ergebnisse der Beobachtungen am Adolf-Schmidt-Observatorium für Erdmagnetismus in Niemegk in den Jahren 1939 bis 1944. (Erdmagnetisches Jahrbuch 1939—1944.) I. Teil: Stunden-, Tages-, Monats- und Jahresmittel der erdmagnetischen Elemente. Von G. Fanselau. 114 S. Berlin: Akademie-Verlag. 1950. DM 10,—.

Es ist sehr erfreulich, daß in der vorliegenden Veröffentlichung die Reihe der erdmagnetischen Jahrbücher über die Kriegszeit fortgeführt werden konnte. Damit wird die Beobachtungsreihe von 1890 bis 1944 geschlossen. Mit 1944 mußte wegen der Kriegsschäden die erste Beobachtungsreihe des Observatoriums Niemegk, das im Jahre 1932 seine Tätigkeit aufnahm und damit die Reihen von Potsdam und Seddin fortsetzte, abgeschlossen werden. Im vorliegenden ersten Teil des die Kriegsjahre umfassenden Jahrbuches werden für jeden Tag die Stunden- und Tagesmittel, die Tagesextreme und die Monatsmittelwerte der Nord-, Ost- und Vertikalkomponente des magnetischen Feldes nach Weltzeit veröffentlicht und damit der Forschung wie auch der Praxis zugänglich gemacht. Eine Tabelle und eine graphische Darstellung bringt auch die Normalwerte der magnetischen Elemente von 1934.0 bis 1955.5.

F. Steinhauser, Wien.

Wahrscheinlichkeit, Statistik und Wahrheit. Einführung in die neue Wahrscheinlichkeitslehre und ihre Anwendung. Von R. von Mises. Dritte, neubearbeitete Auflage. IX, 278 S. Wien: Springer-Verlag. 1951. S 78,—, sfr. 18,50, $ 4,30, DM 18,—.

Statistik und Wahrscheinlichkeitslehre finden in Meteorologie und Geophysik immer mehr Anwendung. Es ist aber mit der Anwendung statistischer und wahrscheinlichkeitstheoretischer Methoden oft anders als z. B. bei den Grundrechnungsoperationen oder auch bei Rechnungsoperationen der höheren Analysis, wo es hauptsächlich darauf ankommt, daß man diese Rechnungsoperationen wirklich beherrscht und ausführen kann und dann ein richtiges Ergebnis erhält. Bei statistischen und wahrscheinlichkeitstheoretischen Methoden kommt es aber auch vor, daß man richtig rechnen kann und doch ein falsches Resultat bekommt, weil man vielleicht nicht die dem zur Bearbeitung anstehenden Problem entsprechenden Methoden angewendet hat oder weil sich der Bearbeiter nicht der Vorbedingungen oder der Tragweite der angewendeten Methoden bewußt ist. Daran liegt es zum Großteil, daß in der meteorologischen und geophysikalischen Literatur auch heute noch manchmal Ergebnisse von statistischen und wahrscheinlichkeitstheoretischen Untersuchungen veröffentlicht werden, die absolut nicht als gesichert betrachtet werden können und zum Teil sich auch untereinander widersprechen. Um die Methoden der Wahrscheinlichkeitslehre und der Statistik sinnvoll und richtig anwenden zu können, ist es nützlich und notwendig, sich auch

in die Grundlagen dieser Disziplinen zu vertiefen. Mit diesen Grundlagen beschäftigt sich das vorliegende Buch, das darum besonders empfohlen werden muß. Neben zwei deutschen Auflagen hat es auch bereits englische, russische und spanische Ausgaben erlebt und ist nun in neuer Bearbeitung wieder erschienen.

Das Buch will kein Lehrbuch der Wahrscheinlichkeitsrechnung oder der Statistik sein. Es ist aber ein Buch zum Nachdenken, in dem gezeigt wird, worum es bei den Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen gehen soll und was alles bei der Problemstellung zu beachten und in Betracht zu ziehen ist. Das beginnt schon beim zugrunde gelegten Kollektiv selbst, innerhalb dessen die Wahrscheinlichkeit betrachtet wird, das nicht irgendein Kollektiv sein darf sondern bestimmten Bedingungen genügen muß, vor allem dem Prinzip der Regellosigkeit der Anordnung. In dem Bestreben, die Wahrscheinlichkeitstheorie zu einer exakt-naturwissenschaftlichen Theorie zu machen, definiert der Verfasser in Abweichung von früheren Ansichten als Wahrscheinlichkeit innerhalb eines solchen Kollektivs den Grenzwert einer relativen Häufigkeit eines Merkmals, der sich nicht ändert, wenn durch Stellenauswahl eine Teilfolge herausgehoben wird. Aus gegebenen Kollektivs kann ein neues Kollektiv durch Auswahl, Mischung, Teilung oder Verbindung abgeleitet werden, wobei diese Grundoperationen mit Bedacht anzuwenden sind. Der Verfasser zeigt in einer gründlichen Kritik der älteren Wahrscheinlichkeitsdefinition deren Unzulänglichkeit und Unhaltbarkeit und setzt sich auch mit der an seiner Theorie geübten Kritik auseinander. In tief schürfenden Erörterungen wird die Anwendung der Wahrscheinlichkeitstheorie auf die Statistik im allgemeinen, auf die Fehlertheorie und auf die physikalische Statistik behandelt.

F. Steinhauser, Wien.

Sechsstellige Werte der Kreis- und Evolventen-Funktionen. Von J. Peters. Zweite Auflage. VIII, 222 S. Bonn: F. Dümmlers Verlag. 1951. DM 28,—.

Da in neuerer Zeit das Rechnen mit Rechenmaschinen auch in unseren Fachgebieten immer mehr Verbreitung findet, soll hier auf dieses ausgezeichnete Tabellenwerk der Kreisfunktionen, das vor allem für das Maschinenrechnen wertvolle Hilfe leisten wird, besonders hingewiesen werden. Die Angabe der Werte auf sechs Dezimalstellen und die Wahl des Tafelfortschritts von hundertstel zu hundertstel Grad machen eine den Rechnungsgang hemmende Interpolation im allgemeinen überflüssig. Um aber im Bedarfsfall doch weiter interpolieren zu können, sind neben die Spalten auch noch die Differenzen eingeschaltet. In praktischer Anordnung sind auf je zwei gegenüberliegenden Seiten in den einzelnen Spalten nicht nur die Werte der trigonometrischen Funktionen Sinus, Cosinus, Tangens und Cotangens sondern auch die Werte von Secans, Cosecans und Arcus sowie die für Zwecke der Technik, insbesondere der Zahnradtechnik, benötigten Werte der Evolventenfunktionen übersichtlich untergebracht. Der Anhang bringt neben zahlreichen für die Zahnradtechnik benötigten Hilfstabellen auch allgemein erwünschte Verwandlungstabellen zur Umwandlung von Bruchteilen der Grade in Minuten und Sekunden und umgekehrt, von Minuten und Sekunden in das Bogenmaß und umgekehrt, vom Gradmaß in das Bogenmaß und umgekehrt und vom Zeitmaß in das Gradmaß und umgekehrt. Das Buch ist fest gebunden und auf gutem Papier sehr sauber gedruckt.

F. Steinhauser, Wien.

Registrierinstrumente. Von A. Palm, unter Mitarbeit von H. Roth. Mit 203 Textabb., 220 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1950. DM 19,50.

Die Unzulänglichkeit der Sammlung von Einzelmeßwerten durch die Terminbeobachtungen hat in der Meteorologie schon sehr früh dazu geführt, Registrierinstrumente für die meteorologischen Meßgrößen zu entwickeln und in großer Anzahl zum Einsatz zu bringen; auch auf allen anderen Gebieten der Wissenschaft und Technik hat die Registrierung von Meßwerten zunehmend an Bedeutung gewonnen. In vielen Fällen (z. B. bei der Aufnahme von Vorgängen an Stellen, die einem Beobachter nicht zugänglich sind) ist es überhaupt erst durch die Registriertechnik möglich geworden, die zu untersuchenden Vorgänge durch Messungen aufzuklären. Die Zahl der Konstruktionen von Registrierinstrumenten ist heute außerordentlich groß und es gibt für eine bestimmte Meßgröße meist verschiedenartige Methoden, mit denen sie registriert werden kann. Es ist deshalb für den Nichtspezialisten, der für irgend eine Meßgröße ein Registrierinstrument benötigt, oft schwer, zu entscheiden, welche Registriermethode für ihn am geeignetsten ist.

Das neue Buch von A. Palm, dem als Verfasser eines Buches über „Elektrische Meßgeräte und Meßeinrichtungen“ (1948) bekannten Mitarbeiter der Hartmann & Braun A. G., Frankfurt a. M., vermittelt einen zusammenfassenden Überblick über die Registriermethoden und Registrierinstrumente und entspricht daher zweifellos einem weitverbreiteten Bedürfnis. Der Verfasser erörtert zunächst in übersichtlicher Weise die Möglichkeit für kontinuierliche und intermittierende Aufzeichnung von Meßwerten auf den verschiedenen Arten von Schreibflächen und erläutert die verschiedenen Übertragungsmöglichkeiten eines Meßwertes vom Meßwerk zur Schreibfläche. Auch den mechanischen und elektrischen Triebwerken für die Bewegung der Schreibfläche ist ein Kapitel gewidmet, so daß man einen guten Überblick über die verschiedenen Bauelemente der Registrierapparate und deren Funktion erhält. Nur die Meßwerke selbst werden nicht berücksichtigt, da sie im wesentlichen die gleichen sind wie die der Anzeigeinstrumente. Auf Besonderheiten wird aber bei der Beschreibung einzelner Instrumente eingegangen. Zu begrüßen ist, daß auch die wichtigen Fragen nach der Einstellzeit des Meßorgans, der Amplituden- und der zeitlichen Verzerrungen bei der Aufzeichnung veränderlicher Vorgänge usw. behandelt werden. Nützlich sind auch einige Hinweise für die Auswertung der Diagramme.

Der größte Teil des Buches ist der Beschreibung einzelner ausgewählter Registrierinstrumente gewidmet. Man erhält einen guten Einblick in die Mannigfaltigkeit der konstruktiven Gestaltung von Registrierinstrumenten. Von jeder größeren Gruppe ist mindestens ein Instrument ausführlich beschrieben. Auch mehrere meteorologische Registrierinstrumente finden Berücksichtigung. Hervorgehoben sei noch, daß von den elektronischen Registriergeräten (Kompensographen usw.), die in neuerer Zeit größere Bedeutung erlangt haben und verschiedentlich auch schon in der Meteorologie Verwendung finden (z. B. für die Registrierung von Temperaturen mit Thermoelementen oder Widerstandsthermometern), mehrere Konstruktionen eingehend beschrieben werden. Wer sich über Einzelheiten näher informieren will, findet die nötigen Angaben in einem reichhaltigen Literaturverzeichnis, in dem dankenswerterweise auch die Adressen der Lieferfirmen angegeben werden.

H. Wierzejewski, Davos.

Webster's Geographical Dictionary. A dictionary of names of places with geographical and historical information and pronunciations, illustrated with many maps in the text and with 24 maps in full color; 1293 S. Springfield, Mass.: G. & C. Merriam Co. 1949. Geb. $ 5,—.

Meteorologen, Klimatologen, Geophysiker werden an diesem geographischen Wörterbuch interessiert sein. Die vorliegende Neuerscheinung ist vorzüglich für Benutzer in den Vereinigten Staaten und Kanada gedacht, so daß Orte dieser Länder bis hinunter zu 1500 Einwohnern genannt sind. Für England ist das für die Aufnahme geforderte Einwohnerminimum 5000, für Mittel- und das kontinentale Westeuropa 10.000; 20.000 für Indien und die Philippinen usw. In sehr vielen Fällen, in denen es sich um besonders interessante Orte handelt, wird das Minimumprinzip fallen gelassen. Die starke Hervorhebung des nordamerikanischen Kontinents mag eher ein Anreiz für den europäischen bzw. deutschen Wissenschafter sein, dem so viele ausgezeichnete Nachschlagsbücher für die übrige Welt zur Verfügung stehen. Die Bevorzugung von Nordamerika hindert aber nicht, daß dem Benutzer ganz überraschend gute Information über andere Länder geboten wird. Die Lage kleinerer Orte ist durch Distanz und Azimut von bekannten Orten gekennzeichnet.

Es werden jeweils nicht nur die gängigen Namen der Orte erwähnt, sondern auch frühere Bezeichnungen, bis in die Römerzeit zurück. Die Aussprache wird genauestens angegeben. Stichproben bezüglich der deutschen, französischen, italienischen Namen ergaben nicht einen einzigen Fehler. 32 Philologen halfen bei Festlegung der Aussprache in ebenso vielen und mehr Sprachen.

So mancher europäische Fachmann wird über die 150 schwarz-weißen Strichkarten und die 24 Vollkarten nicht erbaut sein, da die Orographie nur sehr primitiv angedeutet ist, wenn überhaupt. Gerade die scheinbare Unterlassungssünde muß aber hoch eingeschätzt werden. Man hätte das Buch auch mit Stieler-Karten ausrüsten können, aber da wäre es unerschwinglich geworden. So wie das Buch ist, konnte es realisiert werden und muß als unentbehrlicher und ganz hervorragender geographischer Behelf gelten.

V. Conrad, Cambridge, Mass.

Berichtigungen.

In der Arbeit von H. NAGEL, Zur Stabilitätstheorie des geostrophischen Windes, Arch. Met. Geoph. Biokl., Serie A, **III**, 229—267 (1951), sind folgende Berichtigungen anzubringen:

S. 240, Zeile 4 von oben, lies: $c_3 = y_0 - v_0 t_0$, $c_4 = z_0$ statt $c_3 = y_0 - t_0$.

S. 241, Zeile 18 von oben, erste Zeile der Formel (41) lies:

$$\delta^2 F|_\sigma = \delta^2 F|_0 = \frac{1}{2}\left\{\delta u\,(t_0)^2 + \delta v\,(t_0)^2 + \delta w\,(t_0)^2\right\} +$$

S. 251, Formel (81), lies: k statt K und $-\frac{1}{2}$ statt $\frac{1}{2}$.

S. 263, Formel (117), lies: $\delta^2 F_{\text{Äquator}}$ statt $\delta^2 \text{Äquator}$

In der Arbeit von P. RAETHJEN, Über den zweidimensionalen Impulsaustausch rotierender Systeme, Arch. Met. Geoph. Biokl., Serie A, **III**, 173 bis 228 (1951), ist zu lesen:

S. 209, Zeile 2 von oben: Die beiden durch $1 + \lambda$ dividierten Glieder statt die beiden Glieder.

In den nachfolgenden Formelgrößen ist $\frac{\partial u_y}{\partial z}$ zu ersetzen durch:

$$\frac{\partial (u_y + v_y)}{\partial z}.$$

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien 1, Mölkerbastei 5.
Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien V, Schloßgasse 14.
Druck: Manzsche Buchdruckerei, Wien IX, Lustkandlgasse 52.

Fortsetzung von der II. Umschlagseite

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammenfassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind gewöhnlich in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen. Unterschriften zu den Zeichnungen werden im Druck wiedergegeben, ihre Vorlagen sollen dem Manuskript direkt beigegeben werden.

Es können grundsätzlich nur Arbeiten angenommen werden, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; die Autoren sind verpflichtet, auch nachträglich bis mindestens zum 31. Dezember des auf das Erscheinen folgenden Kalenderjahres ihre Arbeit nicht anderweitig in gleicher oder ähnlicher Form zu veröffentlichen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt.

Die Mitarbeiter erhalten 75 Sonderdrucke ihrer Arbeit (ohne Umschlag) kostenlos; sie können eine beschränkte Anzahl weiterer Sonderdrucke gegen Entschädigung beziehen, müssen diese jedoch bei der Rücksendung der ersten Korrektur bestellen.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber zu richten.

Dozent Dr. **W. Mörikofer**
Physikalisch-Meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. **F. Steinhauser**
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien V, Schloßgasse 14, Österreich

Springer-Verlag
Wien I, Mölkerbastei 5
Österreich

Angewandte Pflanzensoziologie. Veröffentlichungen des Instituts für angewandte Pflanzensoziologie des Landes Kärnten. Herausgeber: Univ.-Prof. Dr. **E. Aichinger,** Arriach (Kärnten). Schriftleiter: Univ.-Prof. Dr. **E. Janchen,** Wien.

Heft I. Mit 27 Abbildungen im Text. 186 Seiten. Lex.-8°. 1951.
S 58.—, DM 14.50, $ 3.40, sfr. 14.60

Inhalt: **Aichinger, E.** Vegetationsentwicklungstypen als Grundlage unserer land- und forstwirtshaftlichen Arbeit. — **Aichinger, E.** Soziationen, Assoziationen und Waldentwiklungstypen. — **Wendelberger, G.** Das vegetationskundliche System Erwin Aichingers und seine Stellung im pflanzensoziologischen Lehrgebäude Braun-Blanquets. — **Czerwinka, W.** Veränderung von Grünlandgesellschaften durch Kulturmaßnahmen. — **Aichinger, E.** Wie können wir die Anbaubedingungen der Sorten unserer Kulturpflanzen erfassen? — **Aichinger, E.** Vegetationskundlicher Kurs im Böhmerwald. — **Aichinger, E.** Vegetationskundlicher Kurs im Schloß Tollet. — **Hufnagl, H.** Die Auswirkung der Vegetationskundlichen Kurse. — **Aichinger, E.** Erklärung der wichtigsten Fachausdrücke aus dem Gebiete der Pflanzensoziologie.

Heft II. Mit 12 Abbildungen im Text und einer Ausschlagtafel. 153 Seiten. Lex.-8°. 1951. S 48.—, DM 12.—, $ 2.90, sfr. 12.50

Inhalt: **Gayl, A.** Ordnung von Wald und Weide im Bereich der Almen. — **Haller, W.** Die rechtlichen Grundlagen für die Durchführung der Trennung von Wald und Weide. — **Aichinger, E.** Vegetationskundliche Vorarbeiten zur Ordnung von Wald und Weide. — **Aichinger, E., A. Gayl** und **H. Hecke.** Die Vegetations-Kartierung für Zwecke der Wildbach- und Lawinen-Verbauung. — **Steinwender, H.** Anwendung pflanzensoziologischer Erkenntnisse in der vorbeugenden Bekämpfung von Wildbachschäden. — **Aichinger, E.** Vegetationskundlicher Kurs für die Bearbeiter der Abteilung Wasserbau der Landesbaudirektion Klagenfurt am 12. Mai 1950.

Die Hefte erscheinen in zwangloser Folge

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie

Herausgegeben von

Dozent Dr. W. Mörikofer und Prof. Dr. F. Steinhauser
Physikalisch-meteorologisches Observatorium Davos — Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik Wien

Serie B: Allgemeine und biologische Klimatologie

Soeben erscheint:

Band II, 5. (Schluß-) Heft

(Abgeschlossen im Juli 1951)

Mit 44 Textabbildungen. 120 Seiten. S 88.—, DM 18.50, $ 4.40, sfr. 18.90

Inhalt: **Mörikofer, W.** und **W. Schüepp.** Aktinometrische Untersuchungen während des internationalen Polarjahres 1932/1933 auf dem Jungfraujoch (3471 m). — **Lauscher, F.** Über die Verteilung der Windgeschwindigkeit auf der Erde. — **Diem, M.** Tagesgang der relativen Feuchtigkeit in der bodennahen Luftschicht im Gras und über nacktem Humus. — **Held, A.** Beitrag zu einer Definition für Starkregen im Ostalpengebiet. — **Pollak, L. W.** Conversion of Hollerith Punched Card Machines for Use of Un-punched Cards. — **v. d. Bijl, W.** Methodical Considerations on the Statistical Operations Concerning Climatic Variations. — **Takata, M.** Über eine neue biologisch wirksame Komponente der Sonnenstrahlung.

Acta Physica Austriaca

Unter Mitwirkung der Österreichischen Akademie der Wissenschaften

herausgegeben von

K. W. Fritz Kohlrausch, Graz, und Hans Thirring, Wien

Schriftleitung: Paul Urban, Graz

Soeben erschien:

4. Band, 4. (Schluß-) Heft

(Ausgegeben im Mai 1951)

Mit 70 Textabbildungen. 192 Seiten. S 122.—, DM 26.80, $ 6.40, sfr. 27.50

Inhalt: **Thirring, W.** Bericht über die neuen Entdeckungen im Wasserstoffspektrum. — **Bergmann, O.** Zum Kernphotoeffekt am Beryllium. — **Wieninger, L.** Über die Reichweite von Polonium-α-Strahlen in einigen Alkalihalogenid-Kristallen (NaCl, KCl, KBr und KJ). — **Lihl, F.** Ferromagnetische Eigenschaften halboxydischer Eisen- und Eisen-Kobalt-Pulver. — **Urban, P.** und **F. Schwarzl.** Die Theorien der Teilchen mit höherem Spin. — **König, H. W.** Materielle und quantenhafte Eigenschaften elektromagnetischer Wellenfelder. — **Herzog, R. F. K.** Neue Erkenntnisse über die elektronenoptischen Eigenschaften magnetischer Ablenkfelder. — **Roesler, F. C.** Überlegungen zur *Ehrenhaft*schen Magneto-Photophorese. — **Rieder, W., H. Müller** und **E. Broda.** Zum Szilard-Chalmers-Effekt mit schnellen Neutronen. — **Ehrenhaft, F.** Über die Photophorese, die wahre magnetische Ladung und die schraubenförmige Bewegung der Materie in Feldern. Erster Teil. — **Ehrenhaft, F.** und **F. Stockinger.** Der Magnet als Diakriter von Säure und Base. — **Smekal, A.** Bericht über die Österreichische Physikertagung in Graz und die Gründung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

Printed in Austria